

Università degli studi di Padova

Dipartimento di fisica e astronomia “Galileo Galilei”

Corso di laurea triennale in Astronomia

# Evoluzione e destino finale delle stelle massicce

Relatore

Prof.ssa **Paola Marigo**

Laureando: **Valerio Ganci**

Matricola: **1074249**

Anno accademico 2015/2016



## Sommario

Stelle con massa superiore a circa 10 masse solari sono in grado di realizzare l'intera sequenza di bruciamenti di fusione nucleare (H, He, C, Ne, O, e Si) che termina con la formazione di un nucleo degenero di ferro.

L'evoluzione delle stelle massicce è affetta da perdita di massa causata dai venti stellari specialmente efficiente in stelle con  $M > 15M_{\odot}$ .

Il destino finale dipende principalmente dalla massa del nucleo di elio, dalla presenza o meno di uno strato esterno di idrogeno nelle loro fasi evolutive finali e dal valore del gradiente di densità attorno al nucleo. Queste stelle possono produrre stelle di neutroni o buchi neri a seguito di un'esplosione di supernova, o se la massa è molto elevata, collassare in buchi neri senza la fase di supernova.

Questa tesi analizza i risultati, tratti dalla letteratura recente, mirati a investigare da un punto di vista teorico, per mezzo di simulazioni idrodinamiche e modelli di evoluzione stellare, quali siano le caratteristiche strutturali della stella pre-supernova che determinano le condizioni di esplodibilità o collasso diretto in buco nero. Le caratteristiche dei progenitori dei *remnants* infatti possono dare informazioni utili sulle implicazioni astrofisiche che scaturiscono dalla recente e importantissima scoperta delle onde gravitazionali rilevate per la prima volta il 14 Settembre 2015 dai rilevatori del *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) generate dalla fusione di due buchi neri massicci.



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Evoluzione della pre-supernova</b>	<b>2</b>
1.1 ZAMS e caratteristiche delle stelle alla fusione dell'idrogeno . . .	2
1.2 Bruciamenti nucleari dall'idrogeno al silicio . . . . .	3
1.2.1 Dal nucleo di idrogeno al nucleo di elio . . . . .	3
1.2.2 Dal nucleo di elio al nucleo di C-O . . . . .	5
1.2.3 Stelle con $M \lesssim 40M_{\odot}$ . . . . .	5
1.2.4 Stelle con $M \gtrsim 40M_{\odot}$ . . . . .	6
1.2.5 Dal nucleo di carbonio al nucleo di ferro . . . . .	8
<b>2 Principali processi fisici</b>	<b>10</b>
2.1 Perdita di massa . . . . .	10
2.2 Evoluzione stellare nel diagramma HR . . . . .	11
2.3 Overshooting e semi-convezione . . . . .	13
2.4 Ruolo dei neutrini nell'evoluzione stellare . . . . .	14
<b>3 Esplosione di supernova</b>	<b>16</b>
3.1 Dal nucleo di ferro al collasso del nucleo . . . . .	16
3.2 Neutrino-driven mechanism . . . . .	19
3.3 Criteri di esplodibilità . . . . .	20
<b>4 Remnants</b>	<b>26</b>
4.1 Massa del <i>remnant</i> in funzione della massa iniziale stellare . . . .	26
4.2 Dipendenza dalla metallicità . . . . .	29
4.3 Note: Relazione $^{56}\text{Ni} - M_{\text{remn}}$ . . . . .	30
<b>Conclusioni</b>	<b>31</b>
<b>A Classificazione supernove</b>	<b>32</b>
<b>B Processi di formazione dei neutrini</b>	<b>34</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>36</b>



# Introduzione

L'evoluzione delle stelle massicce, stelle con massa tale da essere in grado potenzialmente di esplodere come supernove, presenta dei fenomeni che la differenziano da quella di stelle con massa inferiore, dovuti proprio alla loro massa elevata.

La caratteristica principale di queste stelle è la formazione di un nucleo di carbonio-ossigeno non degenere e che quindi è in grado di raggiungere la temperatura di  $5 \times 10^8 K$  per contrazione gravitazionale, richiesta per bruciare il carbonio.

Dopo successive fusioni di elementi sempre più pesanti e contrazioni del nucleo, il risultato finale è un nucleo inerte e degenere principalmente composto da  $^{56}Fe$ .

I più importanti fenomeni che si verificano in questa categoria di stelle sono la perdita di massa dovuta ai venti stellari, la perdita di energia dovuta alla generazione di neutrini in interazioni deboli e gli effetti dovuti alla convezione (semi-convezione e *overshooting*). Le conseguenze sono varie, dall'espulsione di ingenti quantità di massa, alla diminuzione dei tempi scala di fusione nucleare e di contrazione gravitazionale del nucleo, dall'avvio dell'esplosione di supernova e la formazione di una stella di neutroni, oppure alla mancata esplosione e formazione di un buco nero per *fallback*.

Inoltre il meccanismo di esplosione stellare più accreditato oggi, il *neutrino-driven mechanism*, si basa sulla congestione nel nucleo dei neutrini creati da processi deboli ed è riassunto in questa tesi seguendo la trattazione di Janka (2008).

Per identificare il destino di una stella singola (non in un sistema binario o vicina ad altri corpi tale da risentirne gli effetti mareali) sono richiamati tre diversi criteri di esplodibilità tratti dalla letteratura recente: il criterio mono-parametrico di Fryer et al. (2012); il criterio mono-parametrico di O'Connor (2011) e il criterio bi-parametrico di Ertl et al. (2016). Ognuno individua diverse caratteristiche della pre-supernova che possono dare informazioni sull'esito finale e sulla natura e massa del *remnant*.

Infine si cerca di capire quali proprietà e caratteristiche variano al cambiare della metallicità iniziale.

# Capitolo 1

## Evoluzione della pre-supernova

### 1.1 ZAMS e caratteristiche delle stelle alla fusione dell'idrogeno

La fusione termonucleare nelle stelle ( $M > 0.08M_{\odot}$ ) se non si considerano alcuni eventi durante la fase della *pre-main sequence*, in cui la sorgente di energia della stella è la contrazione gravitazionale che aumenta la temperatura di questa come dettato dal teorema del viriale, comincia con il bruciamento dell'idrogeno in prossimità di una zona del diagramma HR chiamata *zero-age main sequence* (ZAMS) quando la temperatura è tra  $8 \times 10^6 K$  e  $5.0 \times 10^7 K$ . Una volta che il tasso di energia prodotto dalle reazioni nucleari è pari a quello dell'energia irradiata dalla superficie stellare, condizione detta di equilibrio termico, la stella ferma la sua contrazione e si ritrova proprio nella ZAMS in uno stato di equilibrio idrostatico e termico. Per equilibrio idrostatico si intende che tutte le forze (gravità, pressione etc.) che agiscono su un elemento di data massa appartenente alla stella si compensano a vicenda.

Raggiunta la ZAMS le stelle possono essere suddivise in tre categorie con differenti caratteristiche strutturali in base alla loro massa (figura 1.1): stelle completamente convettive ( $M \lesssim 0.35M_{\odot}$ ), stelle con un nucleo radiativo e uno strato esterno convettivo ( $0.35M_{\odot} \lesssim M \lesssim 1.2M_{\odot}$ ) e stelle con un nucleo convettivo e strato esterno radiativo ( $M \gtrsim 1.2M_{\odot}$ ). Le stelle studiate in questa tesi hanno  $M \gtrsim 10M_{\odot}$  e dunque fanno parte della terza categoria. Nel nucleo convettivo il trasporto di energia consiste in movimenti macroscopici e ciclici di bolle di gas che si verificano quando il criterio di Schwarzschild è violato cioè quando 
$$\nabla_{rad} = \frac{3Pkl}{16\pi acGmT^4} > \nabla_{ad},$$
 dove  $k$  è l'opacità,  $l$  è luminosità locale; mentre nello strato radiativo il trasporto di energia è dovuto ai fotoni. I due processi richiedono ovviamente un gradiente di temperatura. Si può capire il perché di queste caratteristiche osservando il criterio di Schwarzschild: infatti la produzione dell'energia termonucleare nelle stelle massicce è dominata dal CNO *cycle* che ha una sensitività dalla temperatura esprimibile come  $\nu = \frac{d\log(\sigma v)}{d\log(T)} \cong 18$ , dove  $\sigma$  è la sezione d'urto delle particelle che partecipano alla fusione nucleare e  $v$  è la velocità delle particelle; dunque il tasso di generazione dell'energia nucleare,  $l/m \propto \epsilon_{nuc}$ , è molto elevato al centro della stella e cala drasticamente andando



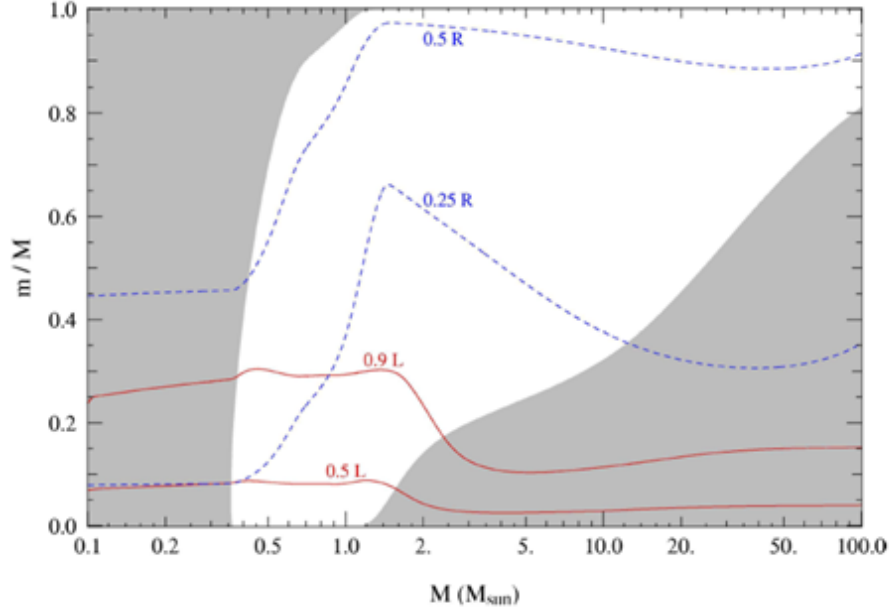


Figura 1.1: Presenza di convezione (zone grigie) o di trasporto radiativo (zona bianca) durante la ZAMS in funzione della massa stellare, per stelle con  $X = 0.70, Z = 0.2$  (da Kippenhahn e Weigert).

verso la superficie stellare a temperature più basse; questo si traduce in un elevato  $\nabla_{rad}$  nella zona centrale della stella e quindi in un nucleo convettivo. La sua dimensione aumenta all'aumentare della massa stellare e può raggiungere lo 0.8 della massa totale della stella se questa ha  $M = 100M_{\odot}$  per la quale  $\nabla_{ad}$  è diminuito, a causa della pressione di radiazione, al valore di 0.25 rispetto al valore 0.4 dovuto ad un gas stellare composto solamente da gas ideale.

## 1.2 Bruciamenti nucleari dall'idrogeno al silicio

### 1.2.1 Dal nucleo di idrogeno al nucleo di elio

Nelle stelle massicce la fusione dell'idrogeno avviene attraverso il ciclo carbonio-azoto-ossigeno (CNO *cycle*). Il carbonio utilizzato nella prima reazione,  $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$  viene ricreato nella sesta,  $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ , e dunque agisce solamente come catalizzatore. La sesta reazione ha una piccola probabilità ( $10^3$  volte meno probabile della reazione che crea il carbonio) di aprire un ciclo secondario,  $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$ . Questo permette all'ossigeno di essere trasformato in  $^{14}\text{N}$  che viene utilizzato nel ciclo primario. Il risultato finale è la fusione di quattro nuclei di  $^1\text{H}$  in uno di  $^4\text{He}$  con l'emissione di 2 neutrini, 2 raggi gamma e 2 positroni, con un valore di energia totale rilasciata uguale a  $Q = 24.97\text{MeV}$  dove viene considerata anche l'energia persa a causa dei neutrini.

La creazione dell'elio cambia la composizione chimica stellare, il peso medio molecolare nel nucleo aumenta e così la luminosità della stella, come si può vedere dalla relazione omologa  $L = \mu^4 M^3$ . Inoltre dall'elevata sensibilità del tasso di

creazione di energia nucleare dalla temperatura, le reazioni nucleari agiscono come un termostato tenendola quasi costante. Dalla legge dei gas ideali allora si ricava che la pressione nel nucleo e quella dello strato esterno diminuisce e la stella si espande mantenendo gli equilibri idrostatico e termico (HE, TE).

Nel diagramma HR questo si traduce nello spostamento della stella dalla ZAMS verso zone a luminosità più alte e temperature più basse, come si nota dalla figura 1.2. Quando l'idrogeno nel nucleo è quasi esaurito  $X = 0.03$  (nucleo non convettivo) l'azione termostatica del CNO *cycle* diminuisce e per mantenere l'equilibrio termico la temperatura stellare aumenta.

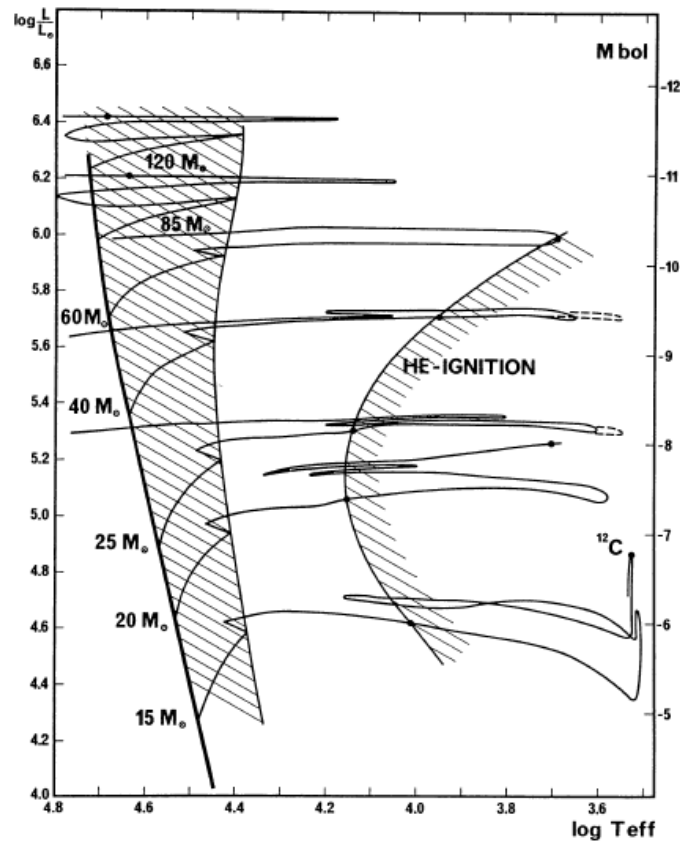


Figura 1.2: Evoluzione di stelle con diversa massa iniziale nel diagramma HR. Le zone scure sono punti in cui le stelle attuano le fusioni nucleari e vi rimangono molto tempo (da Chiosi, Maeder, 1986)

Esaurito completamente l'idrogeno non vi è più l'energia proveniente dalle reazioni; viene a mancare dunque l'equilibrio termico e il nucleo di elio comincia a contrarre aumentando la sua temperatura mentre lo strato esterno si espande. Una volta che la temperatura è abbastanza elevata, il CNO *cycle* si riaccende in un guscio tra il nucleo e lo strato esterno ricco di H e la stella comincia a spostarsi nel diagramma HR a luminosità costante verso il ramo delle super giganti rosse a temperature più basse diminuendo l'estensione del guscio (fig. 1.2). All'avvicinarsi del ramo, diminuendo la temperatura dello strato esterno, aumenta l'opacità e dalla superficie comincia a formarsi una zona convettiva esterna.

### 1.2.2 Dal nucleo di elio al nucleo di C-O

Quando la temperatura raggiunge i  $10^8 K$  per contrazione gravitazionale del nucleo, comincia la fusione dell'elio. Questa avviene attraverso due reazioni:

${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$ , e  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ . Il nucleo di  ${}^8\text{Be}$  della prima reazione ha un tempo di vita di  $10^{-16}$  secondi; tuttavia questi sono abbastanza da creare una concentrazione media di questi nuclei pari a  $10^{-9}$ , a  $T = 10^8 K$  che permette il verificarsi della seconda reazione con una maggiore frequenza. Il risultato della seconda reazione è un nucleo  ${}^{12}\text{C}$  eccitato che decade al livello fondamentale emettendo un fotone.

Il risultato finale chiamato *triple alpha reaction* rilascia un'energia pari a  $Q = 7.275$ . Quando si è creato abbastanza carbonio questo può reagire con un atomo di elio per crearne uno di ossigeno rilasciando  $Q = 7.162$  MeV.

Nelle stelle massicce la fusione avviene in una condizione termica stabile per via del nucleo non degenerare  $\rho_{\text{core}} \approx 10^4 \text{g/cm}^3$ , che diventa convettivo a causa della sensibilità dalla temperatura delle reazioni nucleari dell'elio e cresce in massa con il tempo così come la luminosità dovuta al bruciamento dell'elio. Il risultato finale è un nucleo composto principalmente da C-O.

### 1.2.3 Stelle con $M \lesssim 40M_{\odot}$

Le stelle con  $M \lesssim 40M_{\odot}$ , prima di aver raggiunto la temperatura necessaria al bruciamento dell'elio, arrivano nella fase di super-gigante rossa (RSG) situata vicino la *Hayashi line* con un esteso strato esterno convettivo, e continuano ad espandere mentre il nucleo contrae aumentando la luminosità stellare a temperatura quasi costante.

Durante questa fase, che avviene in un tempo scala termico, lo strato esterno convettivo raggiunge la sua massima estensione e la sua base si trova ad una coordinata di massa  $m = 0.9M$  quindi in una zona dove il nucleo convettivo bruciava l'idrogeno. Il materiale processato dal CNO *cycle* è allora mescolato nello stato esterno e appare nella superficie, processo chiamato '*first dredge up*'. La contrazione si ferma quando la temperatura raggiunge i  $10^8 K$  per la quale comincia il bruciamento dell'elio e l'equilibrio termico è ristabilito.

Durante il processo di fusione questa categoria di stelle mostra un'evoluzione particolare nel diagramma HR. Infatti la stella va prima a luminosità più basse seguendo la *Hayashi line*, poi lascia la linea verso temperature più elevate. Una volta che il contenuto di elio nel nucleo è  $X_{\text{He}} \approx 0.15$ , la stella ritorna vicino la *Hayashi line* concludendo quello che viene chiamato *blue loop* e continua la sua evoluzione. L'estensione del *blue loop*, cioè la distanza del punto a temperatura più alta (e quindi più blu) del loop dall'*Hayashi line* dipende dalla massa iniziale della stella e aumenta all'aumentare di questa.

### 1.2.4 Stelle con $M \gtrsim 40M_{\odot}$

Le stelle con  $M \gtrsim 40M_{\odot}$  apparentemente non hanno una fase di RSG. Infatti osservazioni delle stelle più luminose della Via Lattea e delle Nubi di Magellano mostrano un limite alla luminosità stellare dipendente dalla temperatura effettiva noto come limite di Humphreys-Davidson (HD) e nel diagramma HR non ci sono RSG con  $\log(L/L_{\odot}) > 5.8$  (Humphreys & Davidson 1979, figura 1.3).

Questo limite è interpretato come una generalizzazione del limite di Eddington: quando la luminosità di una stella supera il valore  $L_{\text{edd}} = \frac{4\pi cGM}{\kappa_e}$ , con  $\kappa_e$  opacità dovuta all'*electron-scattering*, si viola l'equilibrio idrostatico; la forza dovuta alla pressione di radiazione supera quella gravitazionale e gli strati più esterni sono accelerati dando origine a violente perdite di massa. La diminuzione del valore limite con il diminuire della temperatura effettiva si spiega con il fatto che l'opacità effettiva dell'atmosfera stellare è più elevata di quella dell'*electron-scattering* (quindi la luminosità limite è inferiore rispetto al limite di Eddington) e diminuisce con il diminuire della temperatura.

Stelle vicine al limite di HD note come '*luminous blue variables*' (LBVs) sono molto instabili, subiscono episodi di perdite di massa con  $\dot{M} \gtrsim 10^{-3}M_{\odot}/\text{yr}$  e sono destinate a diventare '*Wolf-Rayet stars*'.

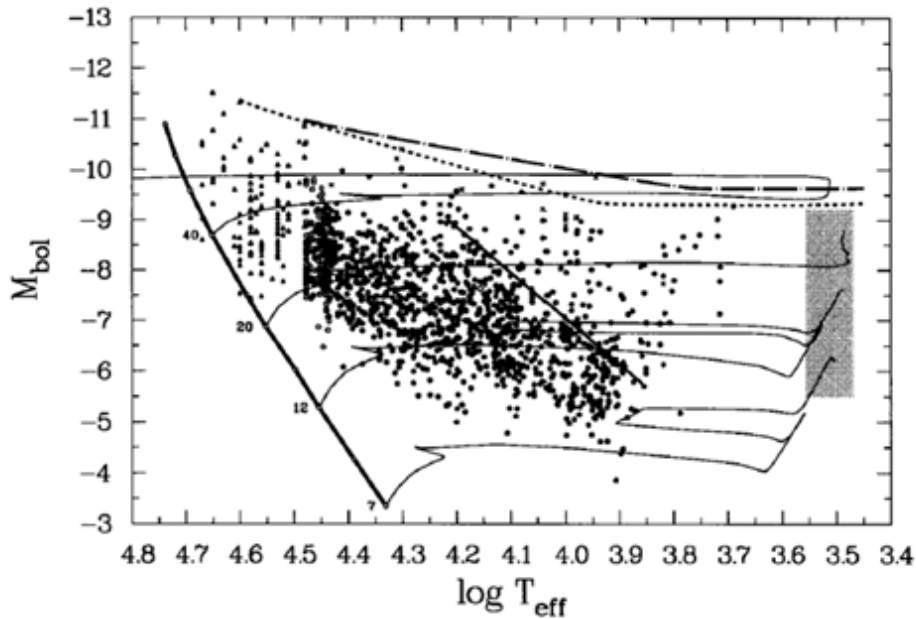


Figura 1.3: HRD delle supergiganti più luminose nella LMG. La linea tratteggiata rappresenta il limite di HD (da Fitzpatrick & Garmany, 1990).

Le stelle di *Wolf-Rayet* sono stelle calde ( $T > 25000 - 50000K$ ), molto luminose, povere di idrogeno e con forti righe di emissione. Queste indicano un vento stellare molto forte con un tasso di perdita di massa di circa  $10^{-5}M_{\odot}$  ogni anno (Michael M. Shara, 2012). Sono spesso circondate da nebulose formate dal proprio materiale stellare gettato dai venti. Gli spettri mostrano un'abbondanza dei pro-

dotti del ciclo CNO oppure del bruciamento dell'elio e ciò indica che le stelle di *Wolf-Rayet* sono nuclei esposti di stelle massicce. Sono classificate in base alle peculiarità dei loro spettri, e quindi alle loro abbondanze superficiali (van der Hucht, 1981): le WNL presentano in superficie idrogeno ( $X < 0.4$ ) e maggiori abbondanze di elio e azoto; le WNE sono simili alle WNL nelle abbondanze di elio e azoto ma non presentano idrogeno; le WC non presentano idrogeno, hanno poco azoto e maggiori abbondanze di elio, carbonio e ossigeno; le WO sono simili alle WC ma con elevata abbondanza di ossigeno.

La sequenza è interpretata come una sequenza evolutiva dovuta all'esposizione graduale di strati sempre più profondi dovuta ai venti stellari.

Per masse molto elevate  $M \gtrsim 60M_{\odot}$  le stelle hanno una evoluzione caratterizzata da elevate perdite di massa sin dalla *main sequence*. Nel grafico della figura 1.4 è mostrata l'evoluzione di una stella con  $60M_{\odot}$ .

Dopo 2.5 Myr mentre la stella è ancora nella *main sequence* infatti, strati che appartenevano al nucleo convettivo sono esposti e i prodotti del CNO *cycle* giungono in superficie aumentando la concentrazione di elio. Durante la breve fase tra il bruciamento dell'idrogeno e dell'elio ( $t = 3.7\text{Myr}$ ) molte masse solari sono perse in una fase di LBV. Nella prima parte della fusione dell'elio ( $3.7 - 3.9\text{Myr}$ ) nel nucleo la stella appare come una stella WNL e successivamente ( $3.9 - 4.1\text{Myr}$ ) come una WNE dopo che i venti stellari hanno rimosso gli strati esterni ricchi di idrogeno al di sopra del guscio in cui brucia l'idrogeno stesso. Negli ultimi 0.2 Myr la stella si mostra come una WC.

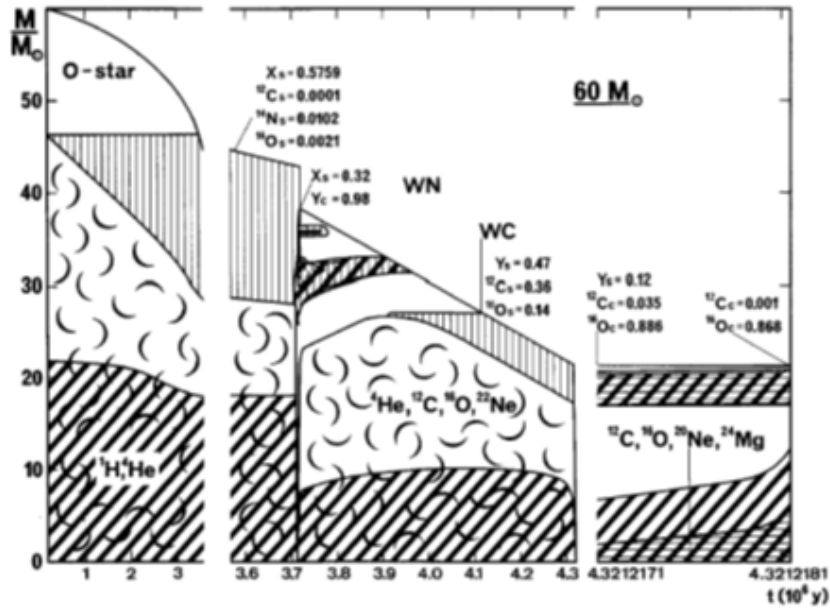


Figura 1.4: Diagramma di Kippenhahn dell'evoluzione di una stella con  $60M_{\odot}$  con predite di massa e  $Z = 0.02$ ; le zone a strisce rappresentano dove avviene la fusione nucleare, mentre quelle con le curve sono zone convettive (Maeder e Meynet (1987)).

### 1.2.5 Dal nucleo di carbonio al nucleo di ferro

Quando l'elio è esaurito nel nucleo, questo composto da carbonio ed ossigeno con una massa sufficiente a bruciare il carbonio in maniera stabile ( $M_{core} > 1.06M_{\odot}$ ), evolve in un alternarsi di bruciamenti nucleari e contrazioni aumentando la sua temperatura e densità secondo la relazione omologa:  $T_{core} \propto \rho_{core}^{1/3}$ .

Quando la temperatura del nucleo è  $5 - 8 \times 10^8 K$  l'evoluzione vira per densità più elevate e temperature più basse a causa di un raffreddamento del nucleo stesso dovuto ad una forte emissione di neutrini e comincia la fusione del carbonio. Questa avviene tramite la reazione:  $^{12}C + ^{12}C \rightarrow ^{24}Mg^*$ , con il  $^{24}Mg^*$  che può decadere in diversi modi. L'energia totale rilasciata per ogni fusione di due  $^{12}C$  è  $Q \approx 13 MeV$  e i prodotti finali sono  $^{16}O$ ,  $^{20}Ne$  e  $^{24}Mg$ .

All'esaurimento del carbonio, il nucleo composta da O e Ne al mancare dell'equilibrio termico contrae mentre la fusione del carbonio continua in un guscio che lo circonda.

Dopo un tempo scala termico accelerato dall'effetto dei neutrini (sez. 2.4) la temperatura raggiunge i  $1.5 \times 10^9 K$  tale da attivare le reazioni che coinvolgono il neon: la fotodisintegrazione e la cattura da parte del neon di una particella alpha. Il bruciamento del neon avviene anche in un nucleo convettivo e in un tempo inferiore di un fattore  $10^3$  rispetto al bruciamento del carbonio per via dell'aumento dell'effetto dei neutrini.

Esaurito nel nucleo il neon, il bruciamento di questo si sposta in un guscio come nel caso del carbonio ma non avviene in quantità significativa perché la fusione del successivo elemento, l'ossigeno, inizia dopo un tempo molto breve. Dopo un'altra contrazione del nucleo, quando la temperatura raggiunge i  $2 \times 10^9 K$  l'ossigeno brucia attraverso la reazione:  $^{16}O + ^{16}O \rightarrow ^{32}S^*$  producendo dal decadimento di  $^{32}S^*$  nuclei di  $^{28}Si$ ,  $^{32}S$  e altri nuclei ricchi di neutroni ( $^{30}Si$ ,  $^{35}S$  e  $^{37}Cl$ ); ciò fa sì che il numero di neutroni supera quello dei protoni e quindi quello degli elettroni. La durata di questa fase che avviene anche in un nucleo convettivo è più lunga di quella del bruciamento del neon; questo perché la frazione di massa dell'ossigeno è circa uguale a 0.7 e perché l'energia prodotta per grammo è più elevata. Come nei casi precedenti all'esaurimento nel nucleo dell'ossigeno, il bruciamento di questo prosegue in un guscio esterno, ma il tempo necessario per l'inizio della fase del collasso del nucleo è così breve che tutti i gusci non bruciano quantità di materiale rilevante.

Il nucleo composto da Si e S contrae fino a quando la temperatura supera  $3 \times 10^9 K$  e comincia il bruciamento del silicio. Questa avviene tramite una serie di fotodisintegrazioni e *alpha-capture* e viene trasformato in nucleoni e particelle  $\alpha$ :  $^{28}Si(\gamma, \alpha)^{24}Mg(\gamma, \alpha)^{20}Ne(\gamma, \alpha)^{16}O(\gamma, \alpha)^{12}C(\gamma, 2\alpha)\alpha$ .

Successivamente, si instaura un equilibrio tra le particelle  $\alpha$  e i nucleoni liberi attraverso catene come  $^{28}Si(\alpha, \gamma)^{32}S(\gamma, p)^{31}P(\gamma, p)^{30}Si(\gamma, n)^{29}Si(\gamma, n)^{28}Si$ , dove ogni reazione è in equilibrio con la sua inversa.

Man mano che l'abbondanza del  $^{28}\text{Si}$  diventa molto piccola verso la fine di questa fase di bruciamento, anche le reazioni che collegano il magnesio con il neon, il carbonio con l'ossigeno, e il carbonio con le particelle  $\alpha$  instaurano un equilibrio con le reazioni inverse. L'ultima reazione a raggiungere l'equilibrio è la *triple-alpha reaction*, ed è possibile esprimere le abbondanze degli elementi attraverso l'equazione di Saha. Le equazioni favoriscono per temperature basse ( $T_9 \lesssim 10^{10} K$ ) i nuclei con energia di legame più elevata per una dato valore di eccesso di neutroni,  $\eta = 1 - 2Y_e$ , dove  $Y_e = n_e/\rho N_A$ . La composizione finale del nucleo per  $\eta = 0.07$  è principalmente  $^{56}\text{Fe}$ .

Come nei casi precedenti si verificano numerosi episodi di bruciamento in gusci esterni al nucleo; l'estensione e il numero di questi determinano il valore della massa finale del nucleo dopo il bruciamento del silicio che ha importanti conseguenze per le fasi successive della stella.

Le fasi descritte portano ad una stella strutturata da diversi gusci concentrici composti da elementi sempre più leggeri dal centro verso la superficie stellare, separati da gusci dove avvengono le fusioni dei vari elementi. Il nucleo, adesso sorretto dalla degenerazione elettronica, è principalmente composta da  $^{56}\text{Fe}$  dal quale non è possibile estrarre energia attraverso reazioni nucleari e quindi è inerte.

# Capitolo 2

## Principali processi fisici

### 2.1 Perdita di massa

L'evoluzione delle stelle massicce non è un semplice susseguirsi di fusioni nucleari e contrazioni del nucleo ma vi sono anche dei processi fisici che modificano la traccia descritta nelle sezioni precedenti. Uno di questi problemi è la perdita di massa causata dai venti stellari osservati ad esempio attraverso la parte ultravioletta e infrarossa di spettri di stelle che si trovano al di sopra di una linea limite nel diagramma HR. Per stelle di tipo spettrale O, B e A, ad esempio, la linea corrisponde a  $10^4 L_{\odot}$ ; al di sopra di questa le stelle massicce mostrano evidenze spettroscopiche di venti stellari durante tutta la loro vita (Abbott, 1979).

Oltre alle evidenze spettroscopiche, indizi importanti sulla perdita di massa nella fase successiva alla *main-sequence* si ricavano dalla distribuzione di stelle luminose nel diagramma HR. Come già detto sono assenti supergiganti rosse per  $\log \frac{L}{L_{\odot}} > 5.8$  e da questo si può interpretare che stelle con massa superiore a  $40 M_{\odot}$  perdono gran parte del loro strato esterno ricco di idrogeno prima del bruciamento dell'elio che si traduce in un tasso di perdita di massa (Langer, 1989). Inoltre secondo Woosley e Heger (2002) “il relativamente elevato numero di stelle Wolf-Rayet con luminosità  $\frac{L}{L_{\odot}} = 4.5-5.0$  e massa tra  $5-8 M_{\odot}$  e così come l'elevato numero di WC che mostrano alla superficie prodotti della fusione dell'elio, indicano una forte perdita di massa nelle stelle *Wolf-Rayet*”. Si pensa infatti che, in base agli odierni tassi di perdita di massa, tutte le stelle solari ( $Z \approx 0.02$ ) con massa iniziale  $M_i \gtrsim 35 M_{\odot}$  vivono le ultime fasi di vita come stelle con  $M \approx 5 M_{\odot}$  e senza lo strato esterno di idrogeno (Meynet et al., 1994). Una formula empirica che rispecchia i tassi di perdita di massa osservati per stelle solari con  $L > 10^3 L_{\odot}$  è stata derivata da De Jager et al. nel 1988:

$$\log(-\dot{M}) \approx -8.16 + 1.77 \log(L/L_{\odot}) - 1.68 \log(T_{eff}/K)$$

Stelle della *main sequence* di tipo OB e stelle supergiganti blu subiscono un forte vento fotonico causato dalla pressione di radiazione a frequenze corrispondenti a righe di assorbimento che si traduce in un'accelerazione della materia. Un limite massimo del tasso di perdita di massa si può ricavare assumendo che i fotoni trasferiscano tutto il loro momento alla materia:  $\frac{dM}{dt} v_{\infty} < L/c$ , dove  $v_{\infty}$  è



la velocità finale del vento a distanza infinita. Tipici valori sono 1000-3000 km/s, tre volte la velocità di fuga. I valori predetti del tasso di perdita di massa sono incerti tuttavia per la disomogeneità nel vento (*clumping*); per questo effetto si stima che il tasso sia inferiore di 3 volte rispetto a quello empirico di De Jager.

Stelle fredde e luminose, le supergiganti rosse, subiscono invece un lento vento stellare dovuto ad una combinazione di pulsazioni stellari e pressione di radiazione: le pulsazioni inducono delle onde d'urto nell'atmosfera stellare che spostano il gas a distanze più elevate (1.5-2 raggi stellari) dove la temperatura è così bassa (1500 K) che si condensa in particelle di polvere; essendo opache sono poi accelerate dalla pressione di radiazione. Dalle osservazioni si ricava attraverso la formula di De Jager un tasso di  $10^{-4}M_{\odot}$  per anno. Questo meccanismo si verifica per le stelle con  $M < 40M_{\odot}$ .

Nel caso in cui la stella si ritrovi senza gli strati esterni ricchi di idrogeno durante il bruciamento dell'elio, la natura e il tasso di perdita di massa cambia. Un corrente pensiero (Wellstein & Langer, 1999) è quello di usare il tasso di De Jager per stelle con  $T < 15000K$ ; per stelle con  $T > 15000K$  il modello teorico sul vento di radiazione di Kudritzki et al. (1989) e Pauldrach et al. (1994); infine per stelle *Wolf-Rayet* il tasso empirico ricavato da Hamann, Schoenberner, and Heber (1982). Questi si riferiscono a stelle con metallicità solare; Alcuni lavori suggeriscono che la perdita di massa dovuta ai venti nella *main sequence* aumenti con l'aumentare della metallicità come  $\dot{M} \propto Z^{\alpha}$ , dove  $\alpha \approx 0.5 - 0.9$  in base al modello scelto (e.g. Kudritzki & Puls 2000; Vink, de Koter & Lamers 2001; Kudritzki 2002). Tang et al. (2014) hanno invece mostrato che  $\dot{M} \propto (Z/Z_G)^{\alpha}$  con  $Z_G = 0.02$ , la metallicità media assunta per stelle massicce galattiche e  $\alpha$  determinato da Grafener & Hamann (2008):  $\alpha = 0.85$  se  $\Gamma < 2/3$  oppure  $\alpha = 2.45 - 2.4\Gamma$  se  $2/3 < \Gamma < 1$ , dove  $\Gamma = \frac{kL}{4\pi cGM} = 1$  è il limite di Eddington.

## 2.2 Evoluzione stellare nel diagramma HR

Nelle figure 2.1 e 2.2 sono rappresentati nel diagramma HR le tracce evolutive di stelle massicce e di massa intermedia, calcolati con il codice evolutivo PARSEC (PAdova and TRieste Stellar Evolution Code), descritto in Bressan et al. (2012) e in Chen et al. (2014), per due diverse metallicità,  $Z = 0.001$  e  $Z = 0.004$  rispettivamente. Per ogni traccia, la fase di fusione dell'idrogeno centrale è colorata in blu, quella di fusione dell'elio centrale in verde mentre le fasi di contrazione del nucleo in rosso. La linea nera ad alte luminosità rappresenta il limite di HD.

In tutti e due i grafici si nota che la fase di *main sequence* comincia ad allargarsi per masse elevate e le stelle più massicce evolvono nella regione al di là del limite di HD anche durante la fusione dell'idrogeno nel nucleo. Per metallicità  $Z = 0.004$  l'allargamento della *main sequence* avviene a luminosità più basse e quindi a masse più basse a causa dell'opacità più elevata degli strati esterni ma allo stesso tempo gli effetti dovuti alla perdita di massa vicino il limite di HD sono amplificati (Jing Tang, 2014).

Per entrambe le metallicità, presa in considerazione una delle stelle più massicce, la perdita di massa è così elevata da espellere parte degli strati di idrogeno esterni

al nucleo e la stella esaurisce l'idrogeno del nucleo stesso nelle vicinanze del limite di HD. Dopo la fusione nel nucleo dell'elio, la stella evolve verso la fase di RSG fino a che la perdita di massa espelle l'intero strato esterno al nucleo e questa ritorna indietro nel diagramma HR verso la fase di *Wolf-Rayet*. Questo effetto è più evidente per venti stellari più forti e quindi per metallicità più elevate.

A luminosità e masse più basse l'intensità della perdita di massa è inferiore; considerata una stella di massa  $40M_{\odot}$ , dato che il tempo scala della perdita di massa è molto più lungo del tempo scala nucleare, la stella può adattarsi alla massa ridotta ed evolvere in ogni istante come una stella con quella massa; considerata una stella con  $15M_{\odot}$ , la perdita di massa modifica minimamente l'evoluzione della superficie stellare. Si nota inoltre che al diminuire della luminosità o massa, l'inizio della fusione centrale dell'elio si avvicina sempre più alla fase di RSG e l'evoluzione stellare comincia ad assomigliare a quella delle stelle di massa intermedia, con la presenza di *blue loops* durante la fusione centrale dell'elio.

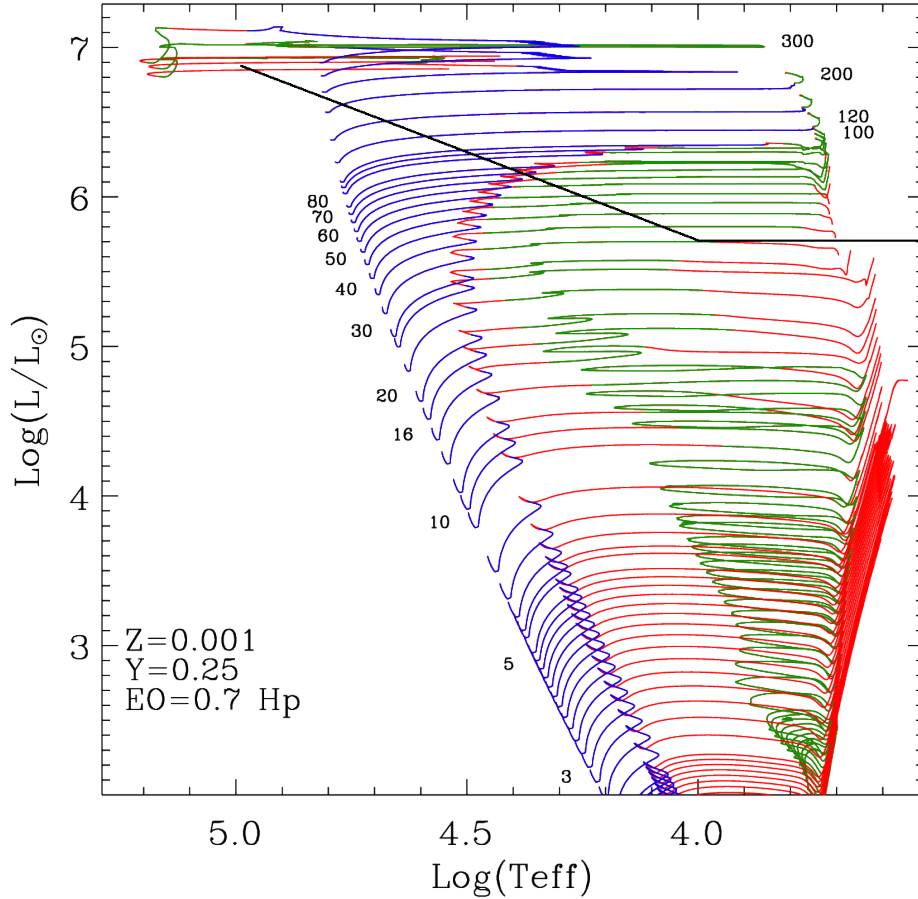


Figura 2.1: Evoluzioni stellari PARSEC nel diagramma HR per stelle di varia massa e metallicità  $Z = 0.001$ ; figura di Tang (2014).

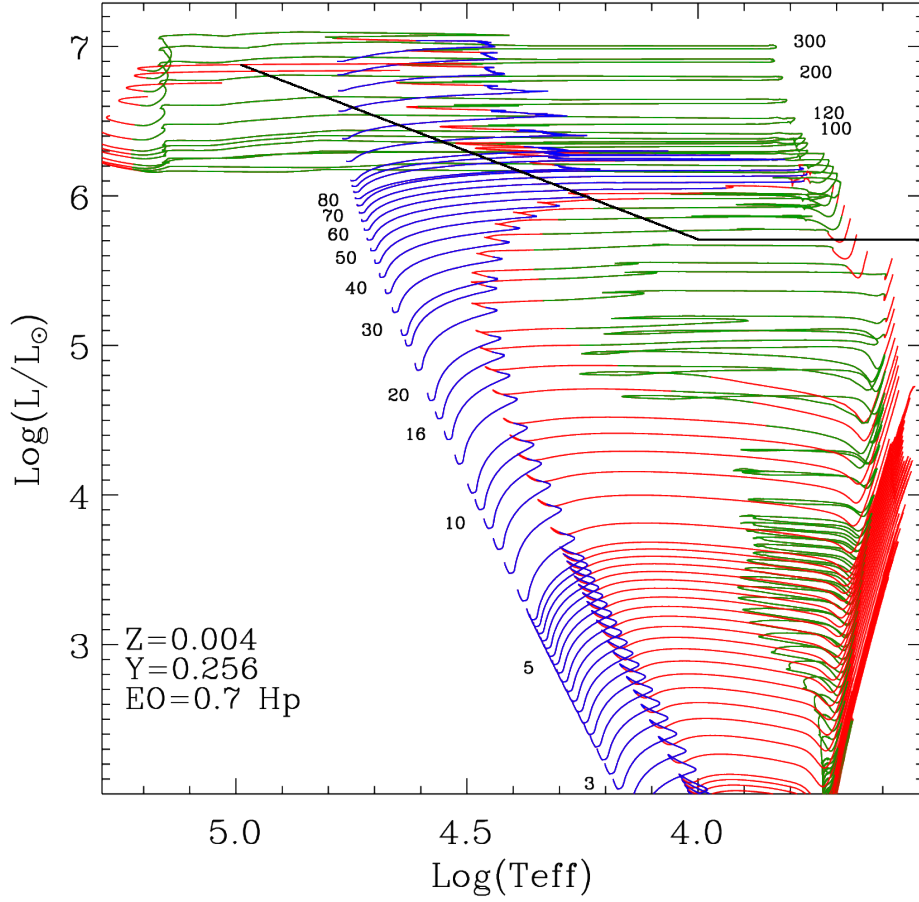


Figura 2.2: Evoluzioni stellari PARSEC nel diagramma HR per stelle di varia massa e metallicità  $Z = 0.004$ ; figura di Tang (2014).

## 2.3 Overshooting e semi-convezione

Altri processi fisici derivano dalla convezione che avvengono principalmente durante la fase delle fusioni nucleari e quindi prima della formazione del nucleo di ferro. Uno di questi è l'*overshooting* che si verifica in tutte le stelle della *main-sequence* con un nucleo convettivo.

L'estensione della regione mischiata dalla convezione ha fine secondo il criterio di Schwarzschild in una superficie sferica dove  $\nabla_{rad} = \nabla_{ad}$ . In questa, l'accelerazione dovuta alla differenza di densità è  $a \approx g(\nabla - \nabla_{ad})$ . Al di sopra di questa regione l'accelerazione cambia segno e la bolla convettiva viene frenata anche dal fatto che la densità del materiale nella zona non convettiva è più bassa. Tuttavia il materiale della bolla ha una velocità positiva quando attraversa il confine e per inerzia compirà una certa distanza; questo effetto è chiamato *overshooting*. Inoltre il materiale convettivo trasporta del calore che rilascia al materiale che lo circonda quindi sia  $|\nabla - \nabla_{ad}|$ , sia il gradiente di composizione  $\nabla_{\mu}$  diminuiscono. Ciò diminuisce la forza che rallenta il materiale convettivo e la distanza percorsa da questo una volta attraversato il confine aumenta.

Come descritto in Bressan et al. (2013) il parametro che descrive l'*overshooting* nel nucleo è il libero cammino medio del materiale convettivo una volta attraversato il confine, definito come  $l_c = \Lambda_c H_p$ , dove  $\Lambda_c = 0.5$  e  $H_p$  è la *local pressure scale height*.

L'*overshooting* crea una forte incertezza sull'estensione della regione mischiata dalla convezione con implicazioni sull'evoluzione stellare. I principali effetti sono: 1) l'allungamento del tempo di vita durante la *main-sequence* per una maggiore abbondanza di idrogeno da bruciare; 2) un aumento maggiore della luminosità e del raggio durante la *main sequence* per la maggiore estensione della regione dove  $\nabla_\mu$  aumenta; 3) il nucleo di elio dopo l'esaurimento dell'idrogeno è maggiore in massa e quindi porta una maggiore luminosità durante le successive fasi evolutive.

Un'altra incertezza sui modelli evolutivi stellari è data dalla differenza dei due criteri di convezione, il criterio di Ledoux e il criterio di Schwarzschild. Infatti al di fuori del nucleo convettivo si forma un gradiente di composizione  $\nabla_\mu$  che rende questa regione dinamicamente stabile per il criterio di Ledoux ma per il criterio di Schwarzschild è convettiva creando un lento mescolamento del materiale. Questo processo è chiamato semi-convezione ed è importante soprattutto durante la fusione dell'idrogeno nel nucleo per stelle con massa superiore a  $10M_\odot$  e durante la fusione dell'elio per stelle con massa inferiore a quel valore.

## 2.4 Ruolo dei neutrini nell'evoluzione stellare

I neutrini, particelle subatomiche elementari, sono un aspetto cruciale dell'evoluzione di stelle massicce a causa della loro sezione d'urto estremamente bassa:  $\sigma = (E/mc^2)^2 \times 10^{-44} \text{cm}^2$  che nel range energetico dei MeV e per una densità di materia  $\rho = 1 \text{g/cm}^3$  comporta un libero cammino medio di 100 pc. Quindi per stelle con queste caratteristiche i neutrini non interagiscono con il gas stellare e comportano una perdita di energia. La situazione può cambiare durante il collasso di una stella nella sua fase finale evolutiva, dove la densità raggiunge valori nucleari  $\rho = 10^{14} \text{g/cm}^3$  che corrisponde ad un libero cammino medio per i neutrini di 20km e quindi possono essere riassorbiti all'interno della stella.

I neutrini possono essere creati durante le fusioni nucleari o da altri meccanismi di emissione spontanea come *l'electron scattering*, il *pair annihilation*, o l'*URCA process*, chiamati interazioni deboli. Convenzionalmente l'energia persa a causa dei neutrini prodotti durante le fusioni nucleari è sottratta all'energia totale rilasciata dalla reazione.

L'effetto principale della perdita di energia a causa dei neutrini è quello di accelerare enormemente l'evoluzione del nucleo stellare soprattutto da quando inizia la fusione del carbonio. Inoltre lo strato esterno al nucleo non ha il tempo per adattarsi ai veloci cambiamenti del nucleo stesso; la sua evoluzione è quindi indipendente e disconnessa. Per questo nel diagramma HR la posizione di una stella massiccia durante la fusione del carbonio e oltre rimane invariata.

La dipendenza dalla temperatura del tasso di perdita di energia dovuta ai neutrini è più elevata rispetto a quella del tasso di generazione di energia delle reazioni nucleari; durante le fusioni nucleari le luminosità ( $L_\nu$  e  $L_{nuc}$ ) sono quasi uguali in valore e questo porta un tempo scala nucleare ridotto rispetto a quello in cui l'effetto dei neutrini non è considerato. Similmente nelle fasi di contrazione del nucleo, il tasso di contrazione accelera man mano che il nucleo contrae e aumenta la sua temperatura. Il tempo di vita di ogni fase di fusione nucleare può essere stimato dal grafico 2.3 approssimando  $\tau_{nuc} \approx q/\varepsilon_{nuc}$  dove  $q$  è l'energia generata per unità di massa dalla reazione nucleare e  $\varepsilon_{nuc}$  è il tasso di generazione di energia per grammo e per secondo data dall'intersezione delle due curve nel grafico. Nella figura 2.4 i tempi di vita delle varie fasi.

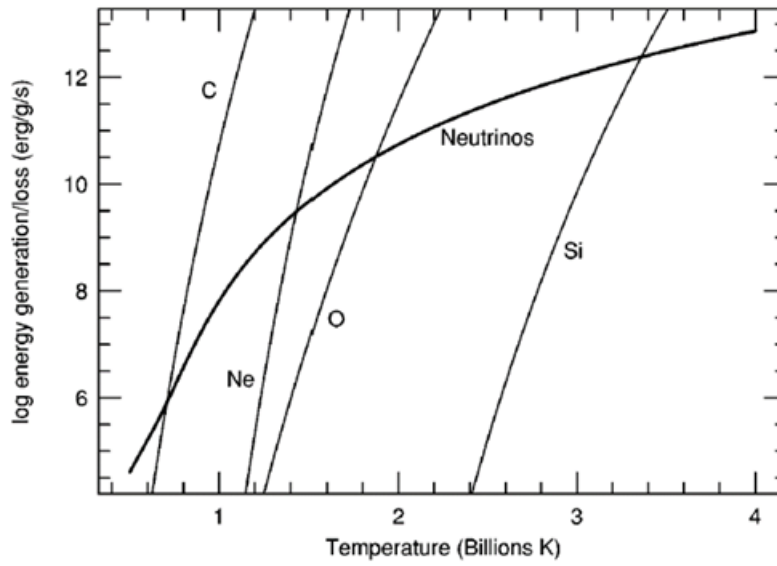


Figura 2.3: Tasso di generazione dell'energia nucleare e tasso di perdita di energia dovuto ai neutrini in funzione di  $T$ . Le intersezioni tra la linea dei neutrini e delle fusioni indica la temperatura a cui fonde quell'elemento (Woosley, Heger e Weaver (2002)).

Burning stage	Dominant process	$T_c$ [keV]	$\rho_c$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$L_\gamma$ [ $10^4 L_\odot$ ]	$L_\nu/L_\gamma$	Duration [years]
Hydrogen	H $\rightarrow$ He	3	5.9	2.1	—	$1.2 \times 10^7$
Helium	He $\rightarrow$ C, O	14	$1.3 \times 10^3$	6.0	$1.7 \times 10^{-5}$	$1.3 \times 10^6$
Carbon	C $\rightarrow$ Ne, Mg	53	$1.7 \times 10^5$	8.6	1.0	$6.3 \times 10^3$
Neon	Ne $\rightarrow$ O, Mg	110	$1.6 \times 10^7$	9.6	$1.8 \times 10^3$	7.0
Oxygen	O $\rightarrow$ Si	160	$9.7 \times 10^7$	9.6	$2.1 \times 10^4$	1.7
Silicon	Si $\rightarrow$ Fe, Ni	270	$2.3 \times 10^8$	9.6	$9.2 \times 10^5$	6 days

Figura 2.4: Proprietà delle fasi di fusione nucleare in una stella di  $15M_\odot$  (da Woosley, 2002).

# Capitolo 3

## Esplosione di supernova

### 3.1 Dal nucleo di ferro al collasso del nucleo

Una volta che si è formato il nucleo di ferro, questo ha un considerevole grado di degenerazione elettronica dovuto alla elevata densità e alla perdita di energia, quindi al raffreddamento, causato dalla fuga di neutrini, eccetto per stelle con massa molto elevata. Attraverso la fusione del silicio nel guscio adiacente al nucleo, questo aumenta in massa finché non raggiunge il limite di Chandrasekhar di circa 1.44 masse solari. Raggiungendo nel nucleo densità di  $10^9 g/cm^3$ , gli elettroni che con la loro pressione reggono la stella contrastando la gravità, raggiungono velocità relativistiche. Quindi l'esponente adiabatico è vicino al valore di  $4/3$ , la pressione dovuta agli elettroni degeneri non può più stabilizzare il nucleo e quindi questo collassa in un tempo scala termico accelerato dall'effetto dei neutrini. Ciò inizia il processo di collasso del nucleo durante il quale la stella può evolvere in due modi diversi: può esplodere (CCSN) raggiungendo luminosità di  $10^9 L_\odot$  e parte del nucleo con gli strati esterni della stella sono dispersi nel mezzo interstellare così che il nucleo diventa una stella di neutroni (NS) o un buco nero (BH); oppure può collassare direttamente in un buco nero senza esplosione (failed CCSN).

L'inizio e la dinamica del collasso è molto sensibile all'entropia e al numero di leptoni per barione  $Y_e$  (Bethe, 1979). Queste due quantità sono determinate dalle interazioni deboli, dall'*electron capture* e dalla fotodisintegrazione.

Durante il collasso, all'aumentare della temperatura e densità,  $Y_e$  diminuisce a causa dell'*electron capture* per nuclei del gruppo del ferro che rende la composizione ricca di neutroni, processo chiamato neutronizzazione. Questo riduce la pressione degli elettroni e può iniziare o accelerare il collasso [figura 3.1, alto sx]. Inoltre aumentando la massa media per elettrone libero diminuisce il limite della massa di Chandrasekhar facilitando il collasso stesso.

Se la temperatura del nucleo contraendo raggiunge i  $10^{10} K$ , l'energia dei fotoni è abbastanza elevata da rompere nuclei pesanti in nuclei più leggeri, in particolare il  $^{56}Fe$  è disintegrato in particelle alpha e neutroni. Questo processo chiamato fotodisintegrazione, simile alla ionizzazione dell'idrogeno, diminuisce il valore dell'esponente adiabatico al di sotto del valore critico  $4/3$  rendendo il nucleo dinamicamente instabile. Inoltre il processo richiede molta energia (2 MeV per

nucleo) che viene assorbita e accumulata in energia interna del gas; ciò diminuisce la pressione del gas rendendo il collasso del nucleo in caduta libera.

Durante il collasso i neutrini prodotti dalla neutronizzazione diventano dominanti. Questi hanno un'energia dell'ordine dell'energia di Fermi di elettroni relativistici:  $E_\nu/mc^2 = 10^2(\rho/\mu_e)^{1/3}$ . Essendo presenti principalmente nuclei pesanti i neutrini interagiscono attraverso lo scattering coerente  $\nu + (Z, A) \rightarrow \nu + (Z, A)$  con una sezione d'urto caratteristica:  $\sigma = 10^{-49} A^2 (\rho/\mu_e)^{2/3} \text{cm}^2$  e un libero cammino medio:  $l = \frac{2 \times 10^{25} (\rho/\mu_e)^{-5/3}}{\mu_e A} \text{cm}$ ; prendendo  $\mu_e = 2$  e  $A = 100$  il libero cammino medio dei neutrini è circa  $10^7 \text{cm}$ , dimensione del nucleo che collassa. Dunque il nucleo collassando diventa opaco per i neutrini e per densità più elevate ( $\rho > 3 \times 10^{11} \text{g/cm}^3$ ) la velocità di diffusione dei neutrini diventa più piccola della velocità del collasso (Bethe, 1990) intrappolando i neutrini dentro al nucleo (fig. 3.1, alto dx).

Si può definire in analogia alla fotosfera una neutrinofera all'esterno del nucleo, al di là della quale la densità è bassa abbastanza da permettere ai neutrini di lasciare la stella senza ulteriori interazioni con il gas stellare.

La congestione dei neutrini nel nucleo all'aumentare della densità rende i neutrini degeneri con un'alta energia di Fermi. L'*electron capture* dunque diviene meno probabile e la neutronizzazione si ferma per  $\rho = 3 \times 10^{12} \text{g/cm}^3$ . Il collasso procede fino alla densità di  $10^{14} \text{g/cm}^3$  per la quale il nucleo principalmente composto da neutroni diventa degenerare modificando l'equazione di stato che diventa 'rigida': il gas diventa incompressibile in un nucleo con raggio di 20-30 km che viene chiamato proto-stella di neutroni (proto-NS) e il collasso si arresta. Le forze nucleari tra i nucleoni cominciano a divenire importanti e quando la parte centrale del nucleo è compresso a 1.5 volte la densità nucleare, questo rimbalza all'indietro (core bounce, figura 3.1, centro sx).

Dopo il rimbalzo della parte più interna del nucleo, lo scontro di questo con la parte più esterna del nucleo stesso che sta ancora collassando, genera un'onda d'urto (figura 3.1, centro sx) la cui energia cinetica si pensava fosse abbastanza da spazzare gli strati esterni stellari (prompt explosion) e quindi l'origine dell'energia della supernova (Colgate, and Johnson (1960)).

Lavori hanno mostrato che questo non avviene (Myra and Bludman, 1989; Baron and Cooperstein, 1990). Infatti l'energia dell'onda d'urto viene utilizzata in due processi. Il primo è la fotodisintegrazione del materiale della parte di nucleo che collassa, principalmente nuclei del gruppo del ferro, in protoni e neutroni man mano che l'onda d'urto lo attraversa. Il secondo è l'*electron capture* per i protoni prodotti dalla fotodisintegrazione, che crea neutrini energetici. Questi portano via circa il 90% dell'energia rilasciata dal collasso (figura 3.1, centro dx) e l'onda d'urto è spenta prima che arrivi allo strato esterno della stella evitando l'esplosione.

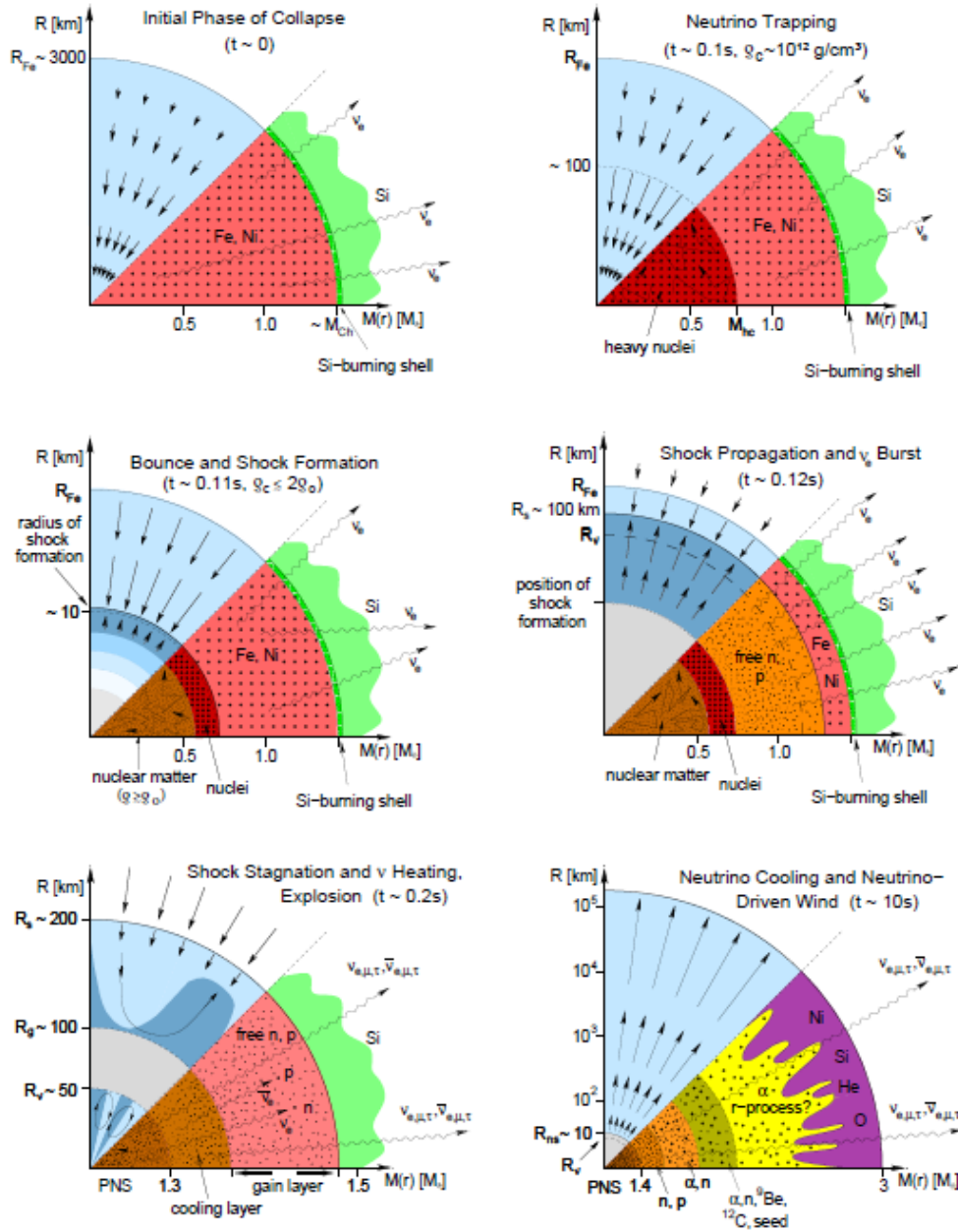


Figura 3.1: Rappresentazione schematica dell'evoluzione durante il collasso del nucleo; le frecce rappresentano i vettori velocità; per maggiori informazioni leggere il testo. Figura di Janka (2008)



## 3.2 Neutrino-driven mechanism

Quindi l'esplosione richiede una nuova sorgente di energia e un nuovo meccanismo di esplosione. Oggi il '*neutrino-driven mechanism*' rimane il più popolare e meglio esplorato (Colgate and White, 1966; Bethe and Wilson, 1985; Bethe, 1990) per supernove 'ordinarie' (con energia emessa minore di  $10^{51} \text{erg}$ ). Infatti molte simulazioni multidimensionali hanno rafforzato questo pensiero (Janka et al. 2012; Pan et al. 2015). Il meccanismo si basa inoltre sulla presenza di instabilità dinamiche come la convezione (Burrows, Hayes e Fryxell 1995; Muller e Janka 1997). Non mancano tuttavia alcuni problemi come alcune simulazioni in cui non sono avvenute le esplosioni (Hanke et al. 2013; Tamborra et al. 2014) o sono avvenute con energie basse (Takiwaki, Kotake e Suwa 2014).

Nel '*neutrino-driven mechanism*' è l'energia dei neutrini intrappolati nel nucleo, la proto-stella di neutroni, che può rivitalizzare l'onda d'urto e causare l'esplosione. I neutrini che riescono a diffondersi al di fuori della neutrosfera e che trasportano la maggior parte di energia rilasciata dal collasso del nucleo (Burrows, 1990), riscaldano la regione dove era passata precedentemente l'onda d'urto (Burrows e Lattimer, 1986) (figura 3.1, basso sx).

Aumentando la pressione questa comincia ad espandersi creando tra il fronte dell'onda d'urto e la superficie della stella di neutroni una regione di bassa densità ma elevata energia (hot bubble) (Colgate, 1989). Il continuo aumento di pressione con la convezione che consente la conversione di parte dell'energia termica rilasciata dai neutrini in energia cinetica crea l'onda d'urto che porta all'esplosione.

Il lavoro fatto dall'onda d'urto diminuisce man mano che il materiale sovrastante è spinto verso le zone esterne della stella (fig. 3.1, basso dx) e quindi può capitare che qualche parte del gas stellare non raggiunga la velocità di fuga locale; questo allora cadrà nella proto-NS aggiungendosi alla massa già presente (*fallback*). La quantità di massa che cade nella proto-NS dipende dall'energia contenuta nella bolla convettiva ed è la principale causa di un ampio intervallo di massa possibile per una stella di neutroni o buco nero finale. La quantità di energia è stata stimata da Fryer (2012) a cui si rimanda per maggiori dettagli. Se per una stella questa energia supera l'energia limite, la pressione verso l'esterno della stella dovuta ai neutrini sarà superiore alla pressione verso l'interno esercitata dagli strati esterni che collassano, causando quindi il propagarsi dell'onda d'urto e l'avvio dell'esplosione.

Solamente se il riscaldamento è sufficientemente elevato l'esplosione è iniziata (Bethe e Wilson (1985), Janka (2001)). Nel caso in cui ciò non avviene il materiale dello strato esterno stellare continua a cadere e inglobarsi nel nucleo e se tutta la massa stellare cade in questo senza alcuna perdita si parla di supernova fallita. L'esito finale sarà allora un buco nero.

### 3.3 Criteri di esplodibilità

L'esito finale di una stella dipende principalmente dalla sua massa e metallicità iniziale ma dire con sicurezza quale sia non è semplice.

Il primo aspetto fondamentale è verificare se questa esplode o no, cioè se esplode come una SN o collassa direttamente in un BH. Il secondo è quantificare il materiale dello strato esterno al nucleo che cade nel nucleo stesso dopo il *core bounce*. Esistono diversi formalismi e criteri per discutere l'esplodibilità di una stella e la stima della massa dell'oggetto compatto finale che viene creato, detto *remnant*. Esempi sono i metodi mono-parametrici di Fryer et al. (2012); il metodo mono-parametrico di O'Connor et al. (2011) e il metodo bi-parametrico di Ertl et al. (2016).

Il criterio mono-parametrico di Fryer et al. (2012) descrive il destino finale della proto-NS in base a relazioni che esprimono la massa di questa e la massa del materiale che cade nel nucleo dopo il *core bounce*, in funzione della massa del nucleo stellare dopo la fusione dell'elio, quindi il nucleo di C e O,  $M_{CO}$ . Il metodo include due modelli di esplosione che differiscono dall'intervallo di tempo che separa il *core bounce*, e quindi la generazione dell'onda d'urto, dall'esplosione. Uno è detto modello rapido in cui l'intervallo è circa 250 ms, mentre l'altro ha un intervallo con un tempo scala molto più lungo ( $\gtrsim 0.5s$ ). Entrambi i modelli assumono che l'energia è limitata dalla regione convettiva e quindi non supera  $10^{51}$  erg. Inoltre utilizzano diverse relazioni per stimare la massa del *remnant* (per maggiori dettagli vedere Fryer et al. (2012)).

I grafici della figura 3.2 rappresentano gli esiti finali di tracce di evoluzione stellare con metallicità  $Z = 0.006$  ricavati attraverso il codice evolutivo PARSEC, come una funzione della massa iniziale, utilizzando i criteri mono-parametrici di Fryer ritardato e veloce.

Le regioni in blu si riferiscono a CCSN mentre quelle in rosso a *failed* CCSN. Le linee nere connettono la massa di ogni stella allo stesso tempo evolutivo, che coincide con la massa della pre-SN. Le linee nere tratteggiate dividono la regione delle SN ( $M_{remnant} < 3M_{\odot}$ ) da quella dei BH ( $M_{remnant} > 3M_{\odot}$ ). Le linee arancioni indicano la massa del nucleo di CO e quelle arancioni tratteggiate la massa del nucleo di elio, tutte e due in funzione della massa iniziale. Le regioni in magenta e viola ( $M_i \lesssim 10M_{\odot}$ ) sono rispettivamente le stelle AGB e super AGB che sono correlate alla formazione delle nane bianche. Le verdi sono *pulsation instability supernovae*; quelle tratteggiate in nero *pair creation supernovae* e quelle nere sono BH diretti. Questa categoria chiamata *very massive objects* ha un differente meccanismo esplosivo ed è soggetta a fenomeni fisici diversi rispetto alle stelle massicce. Ricordiamo che in questa tesi sono trattate le stelle massicce, quindi con massa compresa tra 10 e circa 100 masse solari, dunque le regioni blu e rosse.

Una caratteristica comune ai due modelli è il valore di massa iniziale che divide le supernove da quelle fallite. Il valore è circa uguale a  $40M_{\odot}$ . La differenza principale tra i due metodi è la diversa quantità di materiale proveniente dagli strati esterni che cade nel nucleo, il *fallback*. Quello veloce è caratterizzato per masse superiori a  $24M_{\odot}$  da un *fallback* elevato. Le stelle con questa massa iniziale allora produrranno un *remnant* con una massa pari alla massa delle pre-SN. Si nota infatti che la massa del *remnant* aumenta drasticamente anche per le CCSNe e in questo caso formeranno un BH. Nel modello lento invece la transizione tra SN e SN fallita è meno brusca all'aumentare della massa del *remnant* con l'aumentare della massa iniziale.

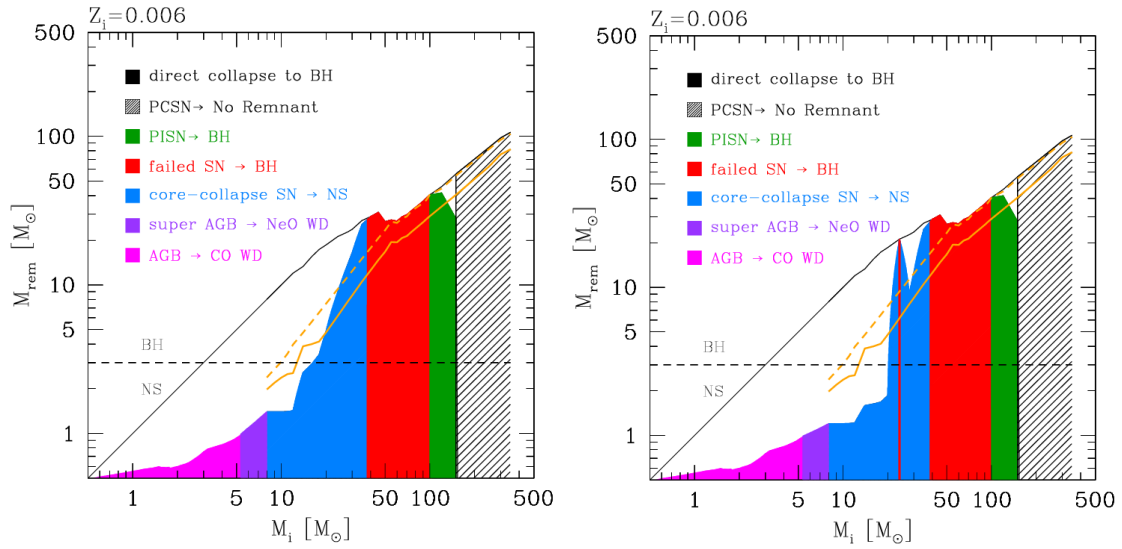


Figura 3.2: Massa del *remnant* in funzione della massa iniziale con  $Z = 0.006$ . A sinistra è utilizzato il criterio ritardato di Fryer, a destra quello veloce. Le regioni in blu si riferiscono a CCSN mentre quelle in rosso a *failed* CCSN. Le linee nere connettono la massa di ogni stella allo stesso tempo evolutivo; le linee nere tratteggiate dividono la regione delle SN ( $M_{remnant} < 3M_{\odot}$ ) da quella dei BH ( $M_{remnant} > 3M_{\odot}$ ). Infine le linee arancioni indicano la massa del nucleo di CO e quelle arancioni tratteggiate la massa del nucleo di elio. Figura di A. Slemer et al. (in preparazione).

Lavori recenti suggeriscono che la situazione può essere più complessa (Ugliano et al. (2012), O'Connor e Ott (2011), Janka (2012), Ertl et al. (2016,a)). Questi infatti mostrano che lo spettro di massa di stelle che esplodono non è semplicemente connesso, cioè non vi è una singola massa al di sopra della quale una stella forma un BH e al di sotto della quale esplode in una supernova, ma degli intervalli di massa anche piccoli.

Ertl et al. (2016,a) hanno utilizzato un campione di 200 stelle con massa tra 9 e  $120M_{\odot}$ , non rotanti e con diversi valori di metallicità. I modelli di pre-supernova sono stati calcolati tramite il codice KEPLER (Weaver et al. 1978) la cui fisica è discussa in lavori precedenti (e.g., Woosley et al. 2002).

I cinque modelli (S19.8, N20, W18, W15, W20) differiscono per varie caratteristiche come la metallicità e l'energia emessa all'esplosione. I codici di esplosione usati sono il Prometheus-Hot Bubble (P-HOTB; Janka e Muller 1996; Kifonidis et al. 2003) e il KEPLER. Il parametro utilizzato per distinguere le supernove dalle supernove fallite è il *bounce compactness*,  $\xi_{2.5}$  definito da O'Connor e Ott (2011) come:  $\xi_M = \frac{M/M_\odot}{R(M)/1000km}|_{t,bounce}$ ; la massa utilizzata è quella paragonabile alla massa del nucleo di ferro,  $M = 2.5M_\odot$  di conseguenza  $R(M = 2.5M_\odot)$  che è la coordinata radiale che delimita le  $2.5M_\odot$  al tempo del *core bounce*; qualsiasi parametro che identifica il gradiente di densità al di fuori del nucleo di ferro è comunque correlato con l'esplosibilità (Ertl 2016,a).

La distribuzione delle CCSN e delle *failed* CCSN è mostrata nel grafico 3.3 in funzione della massa della stella durante la fase di ZAMS e in funzione ai vari modelli; questi sono ordinati in base all'energia emessa all'esplosione in ordine crescente dal basso verso l'alto.

Le stelle con massa minore di  $15M_\odot$  esplodono facilmente mentre quelle con massa tra  $22-25M_\odot$  e  $27-30M_\odot$  esplodono raramente; per gli intervalli intermedi l'esito è variabile; per masse comprese tra 30 e  $60M_\odot$  non ci sono esplosioni tranne per i modelli esplosivi più forti; infine per masse superiori la perdita di massa dovuta ai venti, rimuovendo gli strati esterni di idrogeno rende il nucleo di nuovo compatto e più probabile all'esplosione. Quindi l'esito dipende anche da come viene trattata la perdita di massa dovuta ai venti stellari.

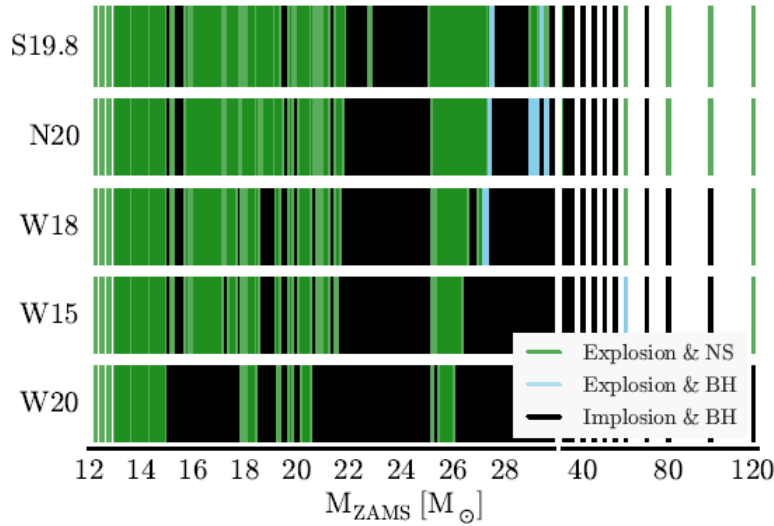


Figura 3.3: Risultati di esplosioni in funzione dei diversi modelli e della  $M_{ZAMS}$ ; i modelli sono in ordine di quantità di energia emessa nell'esplosione, dove nel W20 è più bassa e nel S19.8 è più elevata; i tratti verdi sono CCSN che generano una NS, i tratti neri sono *failed* CCSN che generano un BH, mentre i tratti azzurri sono BH generati dal fallback. Figura di Ertl et al. (2016).

La figura 3.4 mostra l'andamento di  $\xi_{2.5}$  con la massa iniziale; notiamo che le stelle con massa minore di  $15M_{\odot}$  hanno un valore del parametro molto piccolo, il che è logico; infatti l'esplosione avviene in stelle con nuclei compatti e gradienti di densità ripidi e queste stelle sono nuclei degeneri avvolti da strati di materiale con una bassa energia di legame. Con lo stesso ragionamento stelle con un parametro di compattezza più elevato, quindi stelle con massa tra 22 e 26  $M_{\odot}$ , esplodono raramente.

L'andamento non monotono di  $\xi_{2.5}$  è dovuto alla migrazione della locazione dei gusci esterni al nucleo dove bruciano carbonio e ossigeno (Sukhbold e Woosley, 2014).

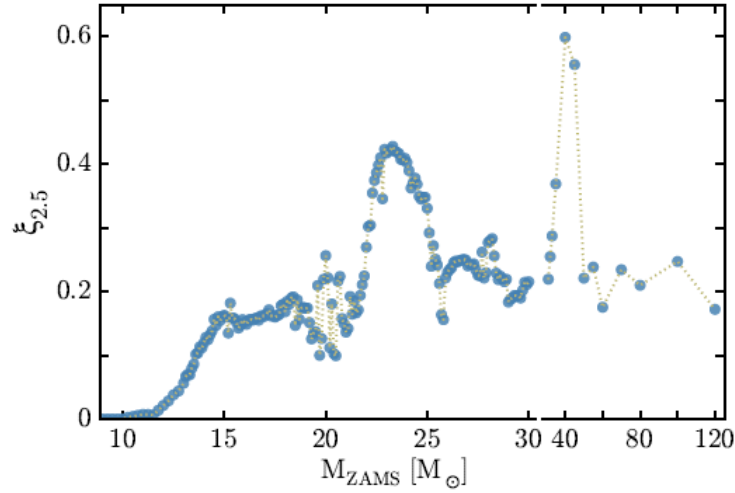


Figura 3.4: Parametro di compattezza calcolato per le 2.5  $M_{\odot}$  più interne alle 200 stelle studiate da Ertl in funzione di  $M_{ZAMS}$ . Figura di Ertl et al. (2016).

Oltre all'andamento non monotono, un'altra complicazione nel predire l'esito si può verificare quando due stelle hanno uguale massa iniziale e massa del nucleo di CO ma una struttura interna diversa; infatti queste generano *remnants* con masse diverse. E' inappropriato quindi utilizzare una relazione bi-univoca tra  $M_{remn}$  e  $M_{CO}$ .

Ertl et al. (2016,b) utilizzano un criterio bi-parametrico per distinguere tra supernove e supernove fallite. I due parametri scelti sono la massa normalizzata dentro una sfera con raggio uguale alla distanza dove l'entropia per barione è  $s=4$  e il gradiente di massa nello stesso punto. Questi,  $M_4$  e  $\mu_4$ , sono direttamente e rispettivamente collegati alla massa della proto-NS, e al tasso di materia che cade nel nucleo della stella che collassa, quindi il *fallback*.

Le 621 stelle utilizzate come campione hanno massa tra 11 e 120  $M_{\odot}$  e diversi valori di metallicità (leggere per maggiori informazioni Ertl et al. (2016)).

Come mostrato da Ertl et al. (2016) nel piano ( $x=M_4\mu_4$ ,  $y=\mu_4$ ) si ricava una curva che divide le stelle che esplodono da quelle che non esplodono (figura 3.5). L'inclinazione della curva implica che un criterio mono-parametrico fallirebbe nel predire l'esito finale in un elevato numero di casi. L'andamento della curva indica inoltre che per maggiori  $L_\nu \propto M_{pns}\dot{M} \propto M_4\mu_4$ , la soglia di esplosione  $L_{crit}(\dot{M})$  può essere raggiunta per più grandi valori di  $\dot{M}$ , questo perché valori più elevati di  $\mu_4$  non solo rallentano il propagarsi dell'onda d'urto per *fallback*, ma sono correlati a maggiori valori della luminosità dei neutrini attraverso il parametro  $M_4\mu_4$ , e quindi ad una maggiore energia per rivitalizzare l'onda d'urto (sez. 3.2).

Concludiamo che l'esplosione è supportata dalla combinazione di una pre-SN massiccia e dal rapido declino del tasso di accrescimento. Dunque un valore elevato di  $M_4$  con un basso valore di  $\mu_4$  sono favorevoli ad una esplosione perché in questo caso si ha una elevata luminosità di neutrini, e un basso tasso di accrescimento  $\dot{M}$ , cioè poco *fallback*.

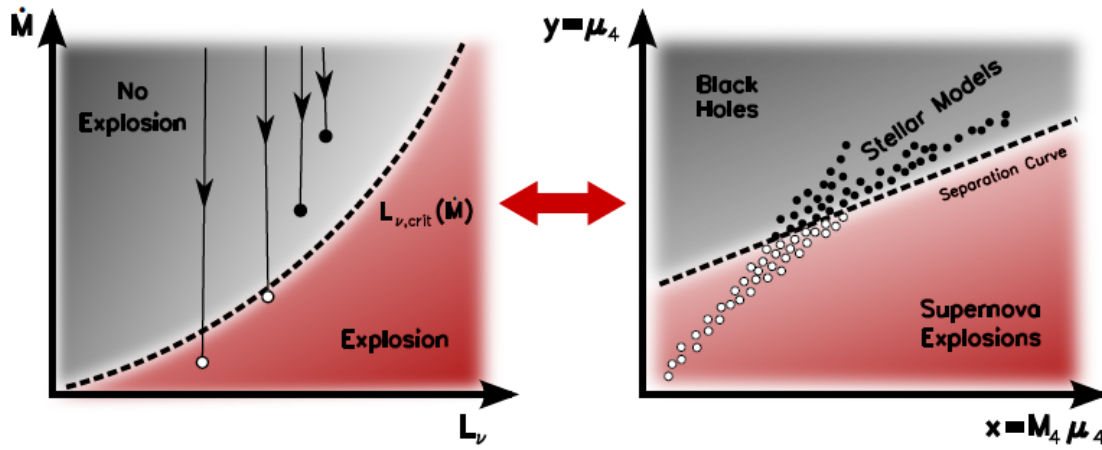


Figura 3.5: Grafico sx: corrispondenza tra  $L_\nu - M_{rate}$  e la luminosità critica dei neutrini  $L_{\nu,crit}$ ; Grafico dx: piano  $(\mu_4, M_4\mu_4)$  con la curva di separazione tra supernove e BH da collasso diretto; figura di Ertl et al. (2016).

Il grafico 3.6 mostra gli esiti finali di evoluzioni stellari utilizzando il criterio bi-parametrico di Ertl e il codice evolutivo PARSEC. I valori di  $M_4$  e  $\mu_4$ , relativi al nucleo di ferro, sono stati estratti (Slemer et al.) dalla griglia di simulazioni svolte con il codice evolutivo MESA (Paxton et al. (2011)).

Dal grafico si può dedurre la maggior parte delle stelle con  $M_i \lesssim 30M_\odot$  esplodono come CCSN, gettando materiale nel mezzo interstellare e generano una NS; invece la maggior parte delle stelle con  $M_i \gtrsim 30M_\odot$  collassano in un BH senza alcuna espulsione di materiale. Questi risultati sono in accordo da quelli trovati da Spera et al. (2015).

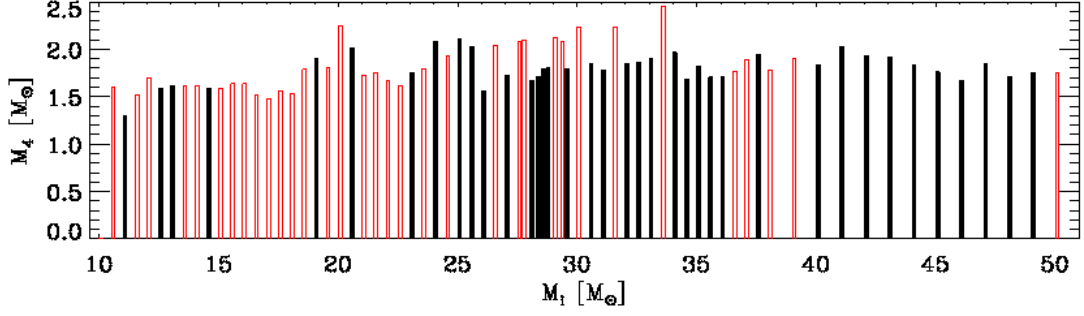


Figura 3.6: Valori di  $M_4$  derivati dalle evoluzioni MESA con perdita di massa descritta dal PARSEC in funzione di  $M_i$  di modelli stellari solari. Le barre rosse rappresentano le stelle che esplodono generando una NS, le barre nere le stelle che collassano direttamente in BH. Figura di Slemer et al. (in preparazione).

Oltre alla massa limite, il metodo che utilizza il criterio bi-parametrico differisce da quelli mono-parametrici di Fryer e di O'Connor per la quantità di *fallback*. Infatti in questi due il *fallback* è maggiore rispetto ai valori ricavati dal metodo di Ertl. Le osservazioni vanno a favore di quest'ultimo; le masse di NS e BH osservati sembrano favorire piccoli valori di *fallback* per la maggioranza delle SNe. Un modo per stimare la quantità di *fallback* è comparare l'energia di legame dei gusci di H, He e CO esterni al nucleo con l'energia di esplosione di SN.

# Capitolo 4

## Remnants

### 4.1 Massa del *remnant* in funzione della massa iniziale stellare

I *remnants* sono la fase finale dell'evoluzione di stelle massicce e sono il luogo in cui avvengono alcuni processi astrofisici unici nel loro genere. Ad esempio la coalescenza di due di questi oggetti è l'origine di onde gravitazionali (Abbott et al. 2016) e dei così detti *short gamma-ray bursts* (e.g. Paczynski 1991).

Stime dinamiche delle masse di BHs osservati sono comprese tra 5 e  $10M_{\odot}$ ; nella via lattea i BH più massicci in sistemi binari non superano le  $15M_{\odot}$  mentre in galassie vicine potrebbero avere una massa più elevata ( $\approx 30M_{\odot}$ ).

E' stato mostrato (Abbott et al. 2016) che il segnale di onde gravitazionali GW150914 rilevato il 14 Settembre 2015 dal LIGO è originato dalla fusione di un sistema binario di BHs con masse  $36^{+4}_{-5}M_{\odot}$  e  $29^{+4}_{-4}M_{\odot}$ . Questa scoperta conferma diverse predizioni teoriche, cioè l'esistenza di BHs massicci ( $M \gtrsim 25M_{\odot}$ ), l'esistenza di sistemi binari di BHs, la coalescenza di questi entro l'età dell'universo ad un tasso rilevabile e la bassa metallicità dei progenitori.

La fisica che determina le masse dei *remnants* ( $M_{remn}$ ) può essere divisa in tre categorie in base alla massa dei progenitori durante la fase di ZAMS: stelle con massa inferiore a  $11M_{\odot}$ , compresa tra 11 e  $30M_{\odot}$ , e con massa superiore a  $30M_{\odot}$  (Fryer, 2012). Per la prima categoria l'incertezza sulla massa del *remnant* nasce dai dubbi sulla convezione stellare; per la seconda categoria l'incertezza nasce dai dubbi sui meccanismi esplosivi e la massa dipende principalmente dalla quantità di *fallback* sulla proto-NS; per la terza categoria la principale incertezza è la descrizione della perdita di massa.

I grafici delle figure 4.1 e 4.2 di A. Slemer et al., mostrano la massa del *remnant* in funzione della massa iniziale stellare utilizzando per l'evoluzione delle progenitrici il codice PARSEC e come criteri di esplodibilità quello mono-parametrico ritardato di Fryer e quello bi-parametrico di Ertl rispettivamente.

Il significato dei colori e delle linee è uguale a quello dei grafici di figura 3.2.

Si nota in generale che il destino finale delle stelle e la massa del *remnant* varia sia per il valore della metallicità iniziale sia criterio esplosivo utilizzato (per maggiori informazioni Spera, Mapelli, e Bressan, 2015).



Il meccanismo esplosivo di SN discusso in Fryer (2012) dipende dalla massa della proto-NS e dalla massa del suo nucleo di CO. Dato che queste dipendono dalla massa iniziale e da  $Z$ , anche  $M_{remn}$  dipenderà da queste.

Consideriamo il grafico riguardo le stelle con metallicità  $Z = 0.0001$ .

Notiamo che il valore limite di massa iniziale che separa la regione delle SN da quelle fallite è tra  $35-40 M_{\odot}$ . Si vede inoltre che  $M_{remn}$  aumenta gradualmente e in maniera monotona con l'aumentare della massa iniziale, riproducendo la relazione lineare tra la quantità di *fallback* e  $M_{CO}$  ricavata da Fryer (2012) che aumenta con la massa iniziale.

Una caratteristica di questi risultati è il fatto che le CCSN producono sia NS sia BH: NS per  $10M_{\odot} < M_i < 15 - 20M_{\odot}$ , e BH per  $15 - 20M_{\odot} < M_i < 30 - 40M_{\odot}$ .

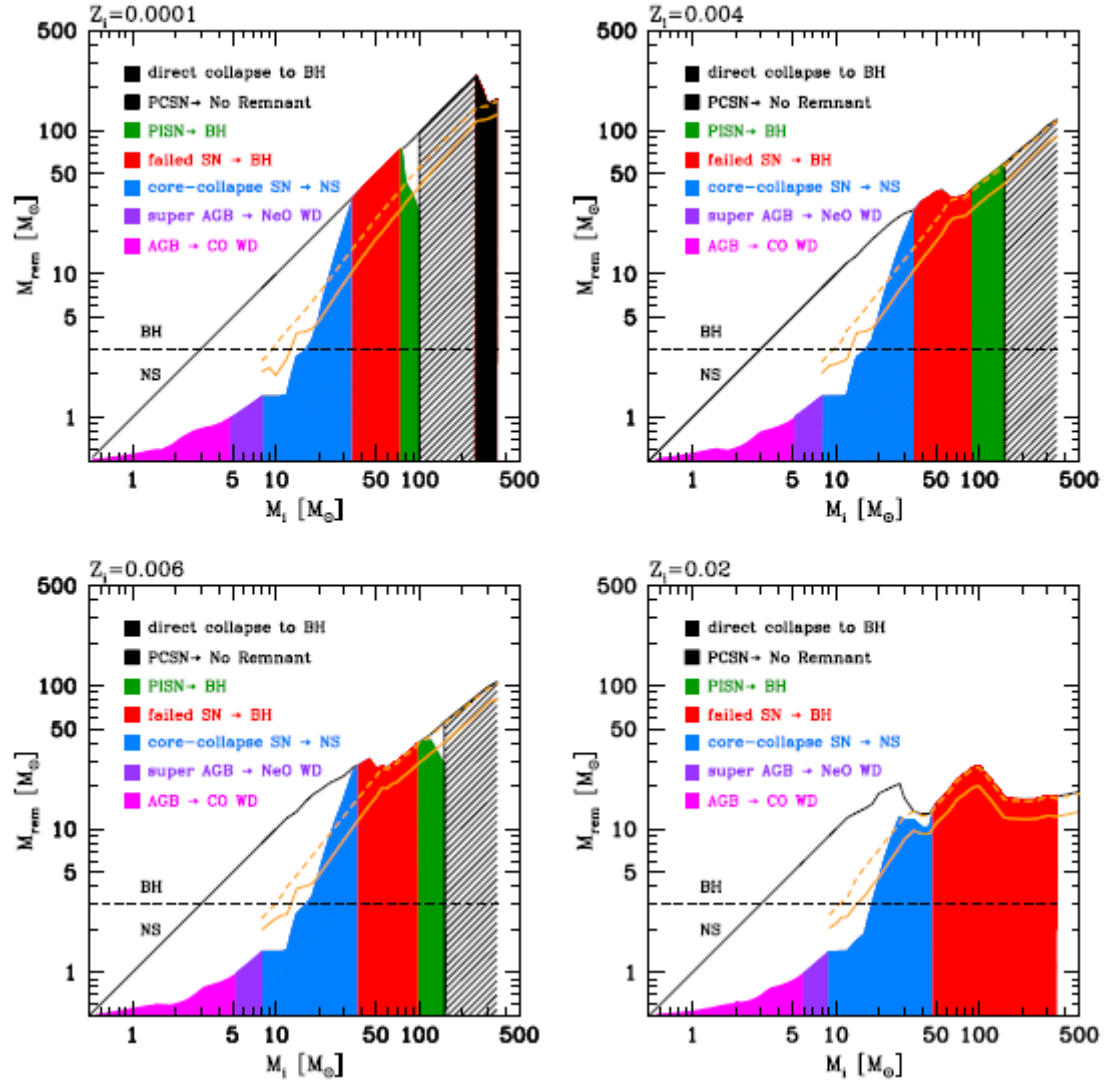


Figura 4.1: Stima della massa del *remnant* e destino finale ottenuti utilizzando il criterio mono-parametrico ritardato di Fryer in funzione della massa iniziale per diverse metallicità; Figura di A. Slemer et al. (in preparazione).

Lo scenario è diverso per il modello bi-parametrico di Ertl insieme alla relazione  $^{56}\text{Ni} - M_{\text{remn}}$  per la stima di  $M_{\text{remn}}$ . Infatti si nota da tutti i grafici che vi è un rapido incremento della massa del *remnant* dalla zona blu a quella rossa. Questo si spiega per la minore efficacia del processo di *fallback*, quindi le CCSN producono NS con masse simili alle masse del nucleo di ferro della pre-SN (Ertl et al., 2016), mentre solo le stelle che non sono in grado di esplodere ( $M_i > 28 - 30 M_\odot$ ) formano un BH con massa uguale a quella dell'intera pre-SN. Anche in con questo caso la  $M_{\text{remn}}$  aumenta in maniera monotona all'aumentare di  $M_i$ . Notiamo inoltre che le  $M_{\text{remn}}$  dei BH diretti sono simili per i due modelli, mentre quelle dei *remnants* derivati da SN sono molto diverse per i diversi *fallback*.

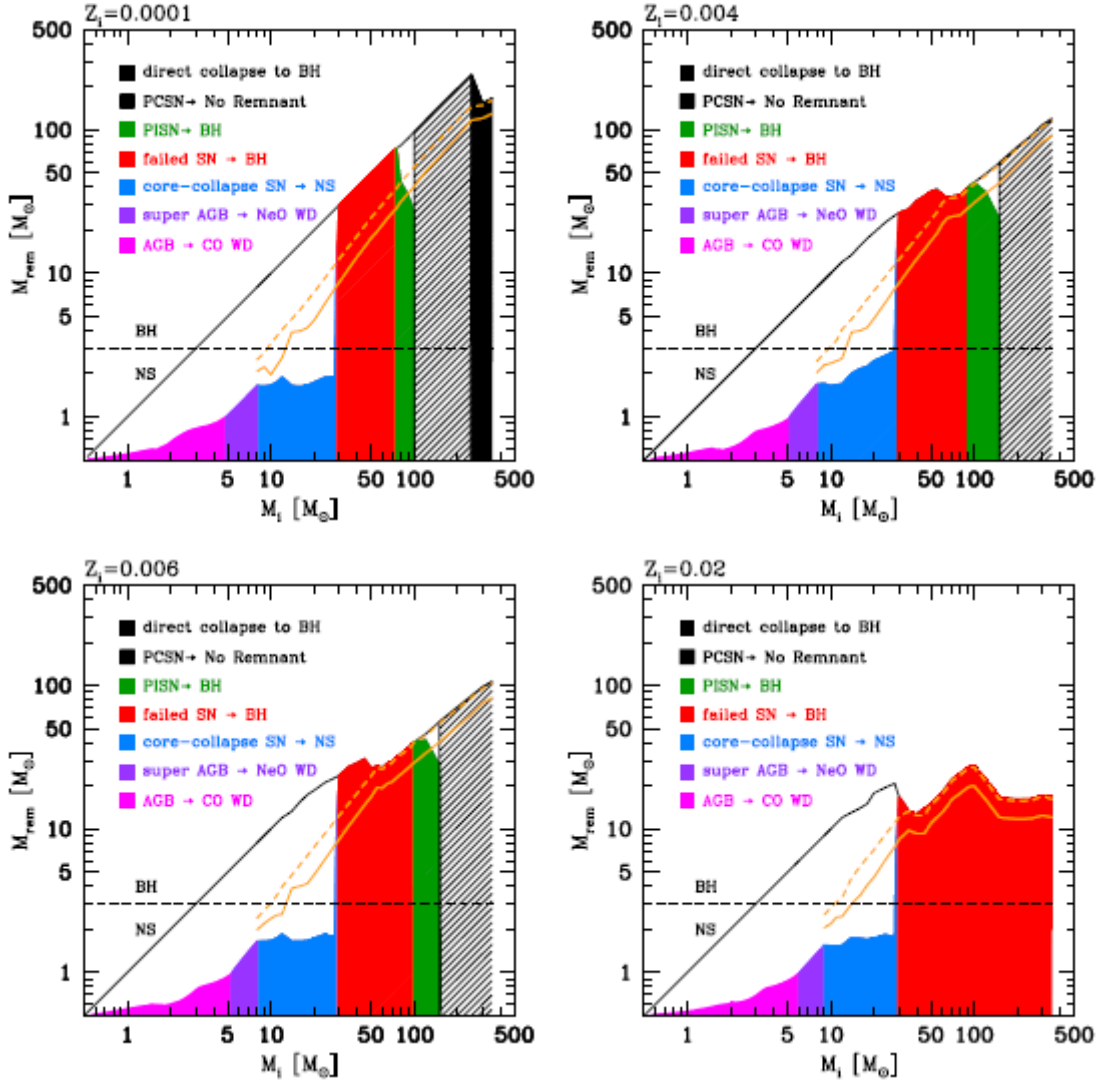


Figura 4.2: Stima della massa del *remnant* e destino finale ottenuti utilizzando il criterio bi-parametrico di Ertl e la relazione  $^{56}\text{Ni} - M_{\text{remn}}$ . Figura di A. Slemer et al. (in preparazione).

## 4.2 Dipendenza dalla metallicità

Gli effetti della metallicità possono verificarsi durante tutta l'evoluzione stellare e possono influenzarla in modi diversi. Può ad esempio modificare i tassi della fusione nucleare, o produrre un più attivo burning-shell di idrogeno dopo la *main-sequence* (Schaller et al 1992). L'effetto più importante per le stelle massicce è l'influenza dell'opacità soprattutto negli strati esterni dove la dipendenza dalla metallicità è forte; questo può modificare la struttura dell'atmosfera e i venti stellari. Per questo il tasso di perdita di massa è una delle maggiori incertezze per l'evoluzione stellare durante la fase successiva alla *main-sequence*. Stelle con bassa metallicità, nelle fasi finali hanno una perdita di massa più debole, un nucleo di elio più grande e parte dello strato esterno di idrogeno ancora intatto; stelle con elevata metallicità possono avere il nucleo esposto già durante la *main sequence*.

Quindi stelle con uguale massa ma con diverse metallicità possono avere una fase finale diversa e creare diversi *remnants*.

Dai grafici delle figure 4.1 e 4.2 si nota facilmente che all'aumentare della metallicità gli esiti finali delle evoluzioni stellari cambiano.

Per il criterio di Fryer la massa limite che separa le SN da quelle fallite aumenta di valore all'aumentare della metallicità fino a diventare quasi  $50M_{\odot}$  per  $Z = 0.02$ ; per il criterio di Ertl invece il limite è quasi costante.

Per tutti e due i criteri cambia l'intervallo di masse che generano una SN o una SN fallita, infatti si allarga all'aumentare di  $Z$ .

Il cambiamento più visibile è la diminuzione della  $M_{remn}$  all'aumentare della metallicità soprattutto per le stelle più massicce e quindi per i BH diretti a causa della maggiore intensità dei venti stellari, come già detto. Per  $Z = 0.02$ , la  $M_{remn}$  è inferiore a  $50M_{\odot}$  (circa  $30M_{\odot}$ ) mentre per  $Z = 0.0001$  può raggiungere anche  $90M_{\odot}$ . Un'altra considerazione riguarda l'andamento non monotono della  $M_{remn}$  in funzione di  $M_i$ ; infatti per metallicità più elevate si nota che in alcuni tratti la  $M_{remn}$  diminuisce all'aumentare di  $M_i$ , sempre a causa della maggiore intensità dei venti stellari.

Concludiamo infine che i progenitori dei buchi neri del sistema binario da cui è stato rilevato il segnale delle onde gravitazionali GW150914, dovevano essere stelle con metallicità non troppo elevata per il limite massimo di massa del *remnant* che diminuisce proprio all'aumentare di  $Z$ .

### 4.3 Note: Relazione $^{56}\text{Ni} - M_{\text{remn}}$

I grafici della figura 4.2 oltre al metodo bi-parametrico di Ertl utilizzano per il calcolo della  $M_{\text{remn}}$ , la relazione  $^{56}\text{Ni} - M_{\text{remn}}$  ricavata da un fit dei dati di Utrobin e Chugai (2010). Con questa relazione la stima della  $M_{\text{remn}}$  è correlata alla quantità di  $^{56}\text{Ni}$  prodotto durante l'evoluzione della pre-SN. Parte di questo è spazzato via durante la supernova, evento osservato nella curva di luce. Infatti la catena di decadimento  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  produce dei raggi gamma con energia circa di 1 MeV che rilasciano la loro energia attraverso lo scattering Compton con elettroni liberi e legati. Questi allora perdono l'energia acquisita per ionizzazione o diseccitazione formando la curva di luce. Dalla coda radioattiva della curva di luce è possibile stimare la quantità di  $^{56}\text{Ni}$  gettata dalla supernova e stimare la massa del *remnant*.

La quantità di  $^{56}\text{Ni}$  gettata dipende dalla presenza o meno dello strato esterno di idrogeno prima dell'esplosione, dalla massa della pre-SN e dall'energia di esplosione (Heger et al., 2003).

Dalla figura 4.4 di Utrobin e Chugai (2010) si ricava la relazione  $Y=aX+b$ , dove  $y$  è la quantità di  $^{56}\text{Ni}$  gettata e  $X$  è la massa finale del rimante, tutti e due in masse solari. I coefficienti calcolati attraverso il test 'chi quadrato' hanno valori  $a = 0.00656$  e  $b = -0.0930$  (Slemer et al.). Da questa relazione si ottiene  $M_{\text{remn}}$  per stelle con massa iniziale tra 9 e 25  $M_{\odot}$ . Per masse superiori si considera la massima quantità di  $^{56}\text{Ni}$  gettato che si deriva dall'equazione; questo criterio però è valido solo per CCSN con energia di esplosione dell'ordine di  $10^{51}$  erg. Fatto ciò si ricava la massa del *remnant* dai dati di Chieffi e Limongi (2004).

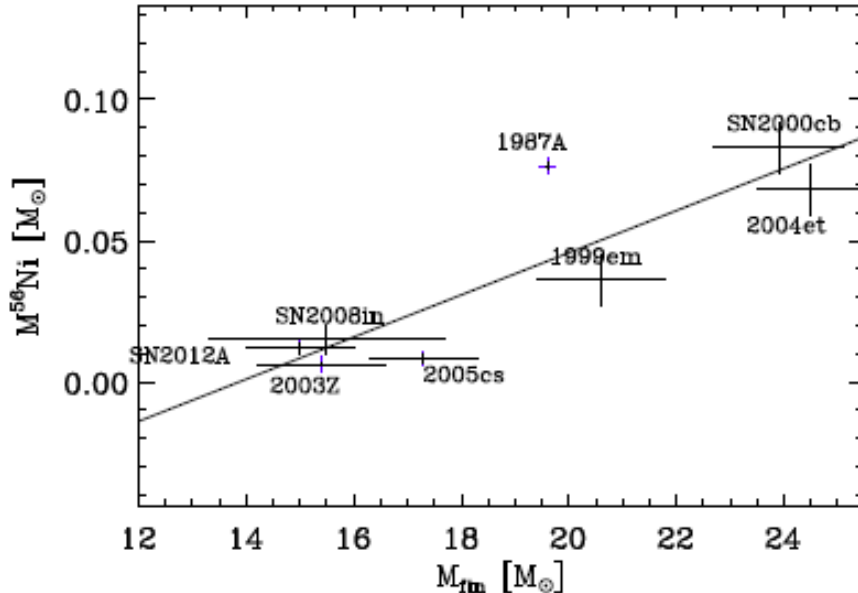


Figura 4.3:  $^{56}\text{Ni}$  in masse solari gettato durante una supernova in funzione della massa della pre-SN. Figura di Utrobin e Chugai (2010)

# Conclusioni

Negli ultimi anni sono stati fatti numerosi progressi nella comprensione dell'evoluzione stellare e nei processi fisici che avvengono durante questa. Tuttavia il predire l'esito finale di una stella massiccia, in particolare se una questa esplode o no, e la massa del *remnant*, rimane tutt'oggi soggetto ad incertezze.

Nella letteratura recente gli esiti di simulazioni di esplosioni stellari dipendono infatti dai parametri della pre-SN come il tasso di perdita di massa, la metallicità, da come viene trattata la convezione e dalla fisica utilizzata nei modelli di esplosione.

I tre criteri esplosivi trattati in questa tesi si basano su caratteristiche diverse della pre-SN. Il criterio di Fryer separa le stelle con massa inferiore ad una massa limite compresa tra 35 e 50  $M_{\odot}$ , che esplodono da quelle con massa superiore alla massa limite che non esplodono; inoltre le SN possono generare sia NS sia BH. Il criterio mono-parametrico di O'Connor mostra invece che in uno stesso intervallo di massa iniziale l'esito è vario o analogamente che non c'è una massa limite. Stelle con massa inferiore a 15  $M_{\odot}$  caratterizzate da un piccolo parametro di compattezza esplodono facilmente mentre per masse tra 22-25  $M_{\odot}$  e 27-30  $M_{\odot}$  la stella esplode raramente; per gli intervalli intermedi l'esito è variabile.

Infine il criterio bi-parametrico di Ertl mostra che nel piano ( $x=M_4\mu_4$ ,  $y=\mu_4$ ) vi è una curva che separa le supernove che formano una NS da un collasso diretto che forma un BH e la massa limite che separa le due classi, anche se non in maniera netta, è circa uguale a  $30M_{\odot}$ .

I più recenti modelli inoltre prediligono uno scarso *fallback* e quindi la formazione di una NS con massa uguale alla massa del nucleo di ferro della pre-SN, oppure la formazione di un BH con massa uguale alla massa della pre-SN, nel caso di *failed* CCSN. Si osservano quindi masse molto diverse tra NS e BH.

Per concludere si è visto che l'aumento della metallicità stellare modifica notevolmente la massa del *remanant*. L'andamento di  $M_{remn}$  in funzione di  $Z$  ci può dare informazioni utili sulla massa limite di un BH, oppure, attraverso le osservazioni di buchi neri, sulla metallicità e la massa dei progenitori. Ad esempio la massa limite di un BH, per metallicità quasi nulle ( $Z = 0.0001$ ), è la massa della pre-SN mentre per metallicità solari la massa limite è circa  $30M_{\odot}$ .

Invece dalle masse stimate dei BH da cui sono state rilevate le onde gravitazionali possiamo predire ad esempio che i progenitori devono aver avuto una metallicità più bassa di quella solare e che quindi il tasso di fusione di sistemi binari di BHs probabilmente cresce all'aumentare dello *redshift* per il maggior tasso di formazione stellare con basse metallicità.

# Appendice A

## Classificazione supernove

Le supernove sono esplosioni stellari con luminosità che raggiungono i  $10^{10}L_{\odot}$  e rimangono luminose per diversi mesi dopo il picco.

Le prime due classi di supernove sono state identificate da R. Minkowski nel 1941 sulla base della presenza o assenza delle righe dell'idrogeno negli spettri stellari: SNe di tipo I se presentano le righe, di tipo II se non le presentano.

Le principali caratteristiche spettrali delle supernove di tipo Ia sono l'assenza delle righe di idrogeno e la presenza di forti righe di Si II durante il picco di luminosità. Dopo alcuni mesi lo spettro mostra linee del ferro e del rame. Queste SNe avvengono in tutti i tipi morfologici di galassie, anche ellittiche e quindi possono aver come progenitrice stelle vecchie e con massa piccola. Sono causate dall'esplosione termonucleare di una nana bianca di CO che raggiunge il limite di Chandrasekhar attraverso l'accrescimento di massa in un sistema binario.

Lo spettro del tipo Ib mostra forti righe dell'elio che mancano nel tipo Ic. Tutte e due mostrano l'assenza di idrogeno e forti righe di ossigeno, calcio e magnesio. Avvengono nei bracci delle galassie a spirale e quindi sono esplosioni di stelle massicce con un tempo di vita breve. Sono causate dal processo di collasso del nucleo di stelle massicce che non presentano lo strato esterno di idrogeno.

Lo spettro delle SNe di tipo II presenta le righe dell'idrogeno, del calcio, dell'ossigeno e del magnesio. Avvengono nei bracci delle galassie a spirale e quindi sono esplosioni di stelle massicce con un tempo di vita breve. Sono causate dal processo di collasso del nucleo di stelle massicce che presentano uno strato esterno di idrogeno. Con l'eccezione di SN1987A i progenitori di queste supernove sono supergiganti rosse con massa tra 8 e  $16 M_{\odot}$ . Inoltre mostrano diverse forme della curva di luce e in base a queste sono state definite delle sotto-classi: il tipo II-P mostra dopo un rapido innalzamento della luminosità un declino di questa, fase chiamata 'plateau' con una luminosità quasi costante (dovuta alla ricombinazione dell'idrogeno ionizzato) che dura tra 2 e 3 mesi seguita da un lento declino esponenziale determinato dal decadimento radioattivo di isotopi rilasciati dall'esplosione; il tipo II-L è uguale al precedente ma non mostra la fase di 'plateau'. Si definiscono inoltre il tipo IIb, con caratteristiche spettrali del tipo Ib, e il tipo IIn che mostra strette righe di emissione al di sopra di righe di emissione, inter-

pretate come risultato di pesanti perdite di massa prima dell'esplosione.

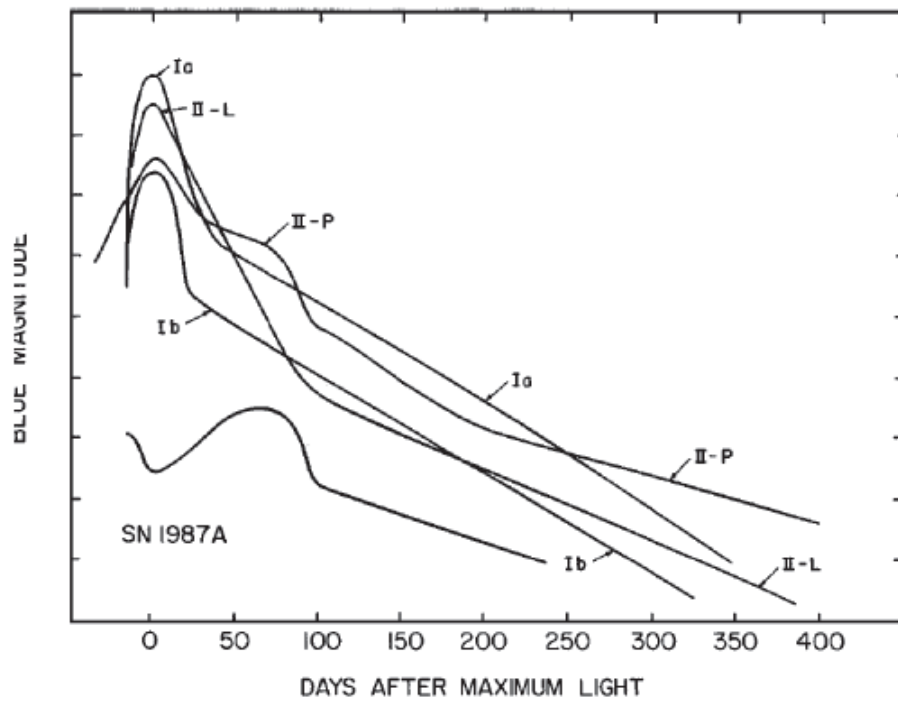


Figura A.1: Curve di luce di supernovae. I principali parametri che caratterizzano la curva di luce sono l'energia cinetica totale che riceve lo strato esterno stellare dall'esplosione, il profilo di densità e composizione della pre-SN e l'energia emessa dal decadimento radioattivo di isotopi espulsi dall'esplosione. Figura di Filippenko (1997).

# Appendice B

## Processi di formazione dei neutrini

La formazione dei neutrini non avviene solamente durante i processi di fusione nucleare, ma ad alte densità e temperature possono verificarsi emissioni spontanee di neutrini come risultato di processi di interazioni deboli. Infatti per ogni processo che emette un fotone c'è una piccola probabilità di emettere una coppia di neutrino e antineutrino invece del fotone.

La teoria delle interazioni deboli predice che la probabilità è:

$\frac{P(\nu\bar{\nu})}{P(\gamma)} = 3 \times 10^{-18} \left( \frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^4$ , dove  $E_\nu$  è l'energia del neutrino. I seguenti processi sono importanti nei nuclei stellari:

- Foto-neutrino: nel processo di scattering elettronico, il risultato dello scattering di un fotone da parte di un elettrone libero può essere con una piccola probabilità una coppia di neutrino-antineutrino. Il tasso di emissione dei neutrini è proporzionale alla densità di fotoni che ha una dipendenza dalla temperatura come  $n \propto T^3$ ; l'energia media dei neutrini è proporzionale a  $KT$  e dunque la probabilità di emissione è proporzionale a  $T^8$ .
- *Pair annihilation neutrino*: a temperature maggiori di  $10^{10} K$ , fotoni con energia elevata possono essere processati nel pair creation a cui segue una annichilazione della coppia elettrone-positrone. Questo porta di solito alla formazione di due fotoni, ma ogni  $10^{19}$  casi viene prodotta una coppia di neutrino-antineutrino. L'energia persa a causa di questi neutrini è importante nei plasmi caldi ma non troppo densi; la probabilità cresce più velocemente con l'aumentare della temperatura rispetto a quella dei fotoneutrini ma diminuisce all'aumentare della densità.
- Plasma-neutrino: in un plasma denso, come nel caso di un gas degenere, un'onda elettromagnetica può generare oscillazioni degli elettroni. L'energia di queste onde è quantizzata in quanti chiamati '*plasmon*' che possono decadere di solito in fotoni ma c'è una piccola probabilità di emissione di una coppia di neutrino-antineutrino.



- *Bremsstrahlung* neutrino: *scattering* inelastico (decelerazione) di un elettrone in un campo elettrico di un nucleo atomico generalmente porta all'emissione di un fotone ma vi è una piccola probabilità di emissione di una coppia neutrino-antineutrino. Dato che questo processo richiede il campo elettrico di un nucleo atomico la probabilità dipende dalla forza del campo e quindi dal peso degli elementi ( $probabilità' = Z^2/A$ ).
- Processo Urca: questo processo consiste nella cattura di un elettrone da parte di un nucleo atomico che in seguito beta-decade nel nucleo originale: 1)  $(Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 1, A) + \nu$ , 2)  $(Z - 1, A) \rightarrow (Z, A) + e^- + \bar{\nu}$ . Il risultato è l'emissione di una coppia di neutrino-antineutrino e la riformazione delle particelle originarie. I nuclei della reazione 2 devono essere  $\beta$ -instabili e avere una energia a riposo maggiore dei nuclei della reazione 1. Inoltre l'elettrone della reazione 1 deve essere abbastanza energetico da farla iniziare. Questo processo avviene nelle tarde fasi evolutive in condizioni di alta densità.

# Bibliografia

- [1] Abbott, D. C. et al., LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, Astrophysical implications of the binary black hole merger GW150914, The Astrophysical Journal Letters, 818:L22 (15pp), 2016 February 20.
- [2] Abbott, D. C., The theory of radiatively driven stellar winds. I - A physical interpretation, Astrophysical Journal, Part 1, vol. 242, Dec. 15, 1980, p. 1183-1207.
- [3] Baron, E.; Cooperstein, J., The Effect of Iron Core Structure on Supernovae, Astrophysical Journal v.353, p.597, 1990.
- [4] Bethe, H. A., Supernova mechanisms, Reviews of Modern Physics, Volume 62, Issue 4, October 1990, pp.801-866.
- [5] Bethe, H. A.; Brown, G. E.; Applegate, J.; Lattimer, J. M., Equation of state in the gravitational collapse of stars, Nuclear Physics A, Volume 324, Issue 2-3, p. 487-533, 07/1979.
- [6] Bethe, H. A.; Wilson, J. R., Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating, Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 295, Aug. 1, 1985, p. 14-23.
- [7] Bressan, A.; Marigo, P.; Girardi, L.; Nanni, A.; Rubele, S., Red Giant evolution and specific problems, 40th Liège International Astrophysical Colloquium. Ageing Low Mass Stars: From Red Giants to White Dwarfs, Liège, Belgium, Edited by J. Montalbán; A. Noels; V. Van Grootel; EPJ Web of Conferences, Volume 43, id.03001, 03/2013.
- [8] Bressan, A. et al., PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 427, Issue 1, pp. 127-145.
- [9] Burrows, A.; Hayes, John; Fryxell, Bruce A., On the Nature of Core-Collapse Supernova Explosions, Astrophysical Journal v.450, p.830, 09/1995.
- [10] Burrows A., Ann. Rev. Nucl. Sci. 40 (1990) 181.
- [11] Burrows A. and J.M. Lattimer, Ap.J. 307 (1986) 178
- [12] Chen, Y. et al., Improving PARSEC models for very low mass stars, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 444, Issue 3, p.2525-2543.
- [13] Chieffi, A., & Limongi, M. 2004, ApJ, 608, 405.
- [14] Chiosi C., A. Maeder, The evolution of massive star with mass loss, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1986.24: 329-75.
- [15] Colgate, S. A., and M. H. Johnson, Hydrodynamic Origin of Cosmic Rays, Physical Review Letters 5: 235, 1960.
- [16] Colgate, Stirling A.; White, Richard H., The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions, Astrophysical Journal, vol. 143, p.626, 1966.

- [17] Colgate S. A., *Nature* 341 (1989) 489.
- [18] Ertl T., H.Th. Janka, S. E. Woosley, T. Sukhbold, and M. Ugliano, a two -parameter criterion for classifying the explodability of massive star by the neutrino-driven mechanism, *empirarXiv*: 1503.07522v2 [astro-ph.SR] 8 Jan 2016.
- [19] Filippenko A. V., Optical spectra of supernovae, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* Vol. 35: 309-355, 1997.
- [20] Fitzpatrick, Edward L.; Garmany, Catharine D., The H-R diagram of the Large Magellanic Cloud and implications for stellar evolution, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 363, Nov. 1, 1990, p. 119-130.
- [21] Fryer C. L., K. Belczynski, G. Wiktorowicz, M. Dominik, V. Kalogera, and D. E. Holz, Compact remnant mass function: dependence on the explosion mechanism and metallicity, *The Astrophysical Journal*, 749:91 (14pp), 2012 April 10.
- [22] Grafener G., W.-R. Hamann, Mass loss from late-type WN stars and its Z-dependence, *A&A* Volume 482, Number 3, May II 2008.
- [23] Hanke, F. et al., SASI Activity in Three-dimensional Neutrino-hydrodynamics Simulations of Supernova Cores, *The Astrophysical Journal*, Volume 770, Issue 1, article id. 66, 16 pp. (2013).
- [24] Hamann, W.-R.; Schoenberner, D.; Heber, U., Mass loss from extreme helium stars, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 116, no. 2, Dec. 1982, p. 273-285.
- [25] Heger A., C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer and D. H. Hartmann, How massive single stars end their life, *The Astrophysical Journal*, 591:288–300, 2003.
- [26] Humphreys, R. M., & Davidson, K., Studies of luminous stars in nearby galaxies. III. Comments on the evolution of the most massive stars in the milky way and the large magellanic cloud, *The Astrophysical Journal*, 232; 409-420, 1979.
- [27] de Jager C., H. Nieuwenhuijzen and K. A. van der Hucht, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 72, 259-289 (1988).
- [28] Janka, H.-Th., Conditions for shock revival by neutrino heating in core-collapse supernovae, *Astronomy and Astrophysics*, v.368, p.527-560 (2001).
- [29] Janka H.-Th., K. Langanke. A. Marek, G. Martínez-Pinedo, B. Muller, Theory of core-collapse supernovae, *arXiv:astro-ph/0612072v1* 4 Dec 2006.
- [30] Janka H.-Th., Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, (2012).
- [31] Janka, H.-T.; Mueller, E., Neutrino heating, convection, and the mechanism of Type-II supernova explosions, *Astronomy and Astrophysics*, v.306, p.167, 02/1996.
- [32] Kifonidis, K., Plewa, T., Janka, H.-T., & Muller, E. 2003, *A&A*, 408, 621.
- [33] Kippenhahn R., A. Weigert, A. Weiss (2012) *Stellar structure and evolution*, Springer; pp 343-357, 385-389, 439-454, 461-469.
- [34] Kudritzki, R. P.; Pauldrach, A.; Puls, J.; Abbott, D. C., Radiation-driven winds of hot stars. VI - Analytical solutions for wind models including the finite cone angle effect, *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 219, no. 1-2, July 1989, p. 205-218.
- [35] Kudritzki R.-P. and J. Puls, Winds from hot stars, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 2000. 38:613–66.

- [36] Kudritzki, Rolf P., Line-driven Winds, Ionizing Fluxes, and Ultraviolet Spectra of Hot Stars at Extremely Low Metallicity. I. Very Massive O Stars, *The Astrophysical Journal*, Volume 577, Issue 1, pp. 389-408.
- [37] Langer, N., Standard models of Wolf-Rayet stars, *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 210, no. 1-2, Feb. 1989, p. 93-113.
- [38] Meynet, G.; Maeder, A.; Schaller, G.; Schaerer, D.; Charbonnel, C., Grids of massive stars with high mass loss rates. V. From 12 to 120  $M_{sun}$  at  $Z = 0.001, 0.004, 0.008, 0.020$  and  $0.040$ , *Astronomy and Astrophysics Suppl.* 103, 97-105 (1994).
- [39] Meynet, G.; Maeder, A., Stellar evolution with rotation. I. The computational method and the inhibiting effect of the  $\mu$ -gradient, *Astronomy and Astrophysics*, v.321, p.465-476, 1987.
- [40] Myra, Eric S.; Bludman, Sidney A., Neutrino transport and the prompt mechanism for type II supernovae, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 340, May 1, 1989, p. 384-395.
- [41] Müller, E., & Janka, H.-T, Gravitational radiation from convective instabilities in Type II supernova explosions, 1997, *A&A*, 317, 140.
- [42] O'Connor E. and C.D. Ott, Black hole formation in core collapse supernovae, arXiv:1010.5550v2 [astro-ph.HE] 10 Mar 2011.
- [43] Paczynski, B., Gravitational microlensing of the Galactic bulge stars, *Astrophysical Journal*, Part 2 - Letters (ISSN 0004-637X), vol. 371, April 20, 1991, p. L63-L67.
- [44] Pan, K.-C.; Ricker, Paul M.; Taam, Ronald E., Simulations of the Symbiotic Recurrent Nova V407 CYG. I. Accretion and Shock Evolutions, *The Astrophysical Journal*, Volume 806, Issue 1, article id. 27, pp. (2015).
- [45] Pauldrach, A. W. A. et al., Radiation-driven winds of hot luminous stars. 12: A first step towards detailed UV-line diagnostics of O-stars, *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 283, no. 2, p. 525-560.
- [46] Paxton, Bill et al., Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA), *The Astrophysical Journal Supplement*, Volume 192, Issue 1, article id. 3, 35 pp. (2011).
- [47] Schaller, G.; Schaerer, D.; Meynet, G.; Maeder, A., New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at  $Z = 0.020$  and  $Z = 0.001$ , *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* (ISSN 0365-0138), vol. 96, no. 2, p. 269-331, 12/1992.
- [48] Shara, Michael M. et al., A Near-infrared Survey of the Inner Galactic Plane for Wolf-Rayet Stars. II. Going Fainter: 71 More New W-R Stars, *The Astronomical Journal*, Volume 143, Issue 6, article id. 149, 21 pp. (2012).
- [49] Slemmer A., P. Marigo, A. Bressan, and M. Spera, Investigating chemical enrichment scenarios from massive stars, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 000, 1–23.
- [50] Spera M., Michela Mapelli, Alessandro Bressan, The mass spectrum of compact remnants from the PARSEC stellar evolution tracks, arXiv:1505.05201v1 [astro-ph.SR] 19 May 2015.
- [51] Sukhbold T., S. E. Woosley, The compactness of presupernova stella cores, *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 783, Number 1, 2014.
- [52] Sukhbold T., T. Ert, S.E. Woosley, J.M. Brown, and H.-T. Janka, Core-collapse supernovae from 9 to 120 solar masses based on neutrino-powered explosion, (2016), arXiv:1510.04643.

- [53] Tamborra, I. et al., Self-sustained Asymmetry of Lepton-number Emission: A New Phenomenon during the Supernova Shock-accretion Phase in Three Dimensions, *The Astrophysical Journal*, Volume 792, Issue 2, article id. 96, 20 pp. (2014).
- [54] Tang, J. et al., New PARSEC evolutionary tracks of massive stars at low metallicity: testing canonical stellar evolution in nearby star-forming dwarf galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 445, Issue 4, p.4287-4305.
- [55] Takiwaki T., K. Kotake, e Y. Suwa, A Comparision of two and three dimensional neutrino-hydrodynamics simulations of core-collapse supernovae, *The Astrophysical Journal*, Volume 786, Number 2, 2014.
- [56] Turatto M., Classification of Supernovae, arXiv:astro-ph/0301107v1 7 Jan 2003
- [57] Ugliano M., Janka H.-T., Marek A., and Arcones A., Progenitor-explosion connection and remnant birth masses for neutrino-driven supernovae of iron-core progenitors, *The Astrophysical Journal*, 757:69 (10pp), 2012 September 20.
- [58] Utrobin V. P., N. N. Chugai, M. T. Botticella, Type IIp supernova 2009kf: ecpllosion driven by black hole accretion?, *The Astrophysical Journal Letters*, 723:L89–L92, 2010.
- [59] Vink, Jorick S.; de Koter, A.; Lamers, H. J. G. L. M., Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity, *Astronomy and Astrophysics*, v.369, p.574-588 (2001).
- [60] van der Hucht, K. A.; Conti, P. S.; Lundstrom, I.; Stenholm, B., The Sixth Catalogue of galactic Wolf-Rayet stars, their past and present, *Space Science Reviews*, vol. 28, no. 3, 1981, p. 227-306. NASA-NSF-supported research.
- [61] Weaver, R. et al., Interstellar Bubbles. II. Structure and Evolution, *Astrophysical Journal*, Vol. 220, pp. 742 (1978).
- [62] Wellstein, S.; Langer, N., Implications of massive close binaries for black hole formation and supernovae, *Astronomy and Astrophysics*, v.350, p.148-162 (1999).
- [63] Woosley S. E. and T. Janka, The physics of core collapse supernovae, *Nature Physics* 1 (2005) 147, arXiv:astro-ph/0601261.
- [64] Woosley S. E. and Heger A., The evolution and explosion of massive stars, *Reviews of modern physics*, Volume 74, October 2002.

